

B. Winkler

1971



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545303_0023

**Die Bestimmung der Energie-Winkel-Spektren
gestreuter Gamma-Strahlung mit der
Transmissionsmatrixmethode**

**Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der
Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main**

**von Bernd Winkler
aus Frankfurt**

Frankfurt am Main, 1971

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main



Dekan:	Professor Dr.H.Thomas
Erster Berichterstatter:	Professor Dr.E.Schopper
Zweiter Berichterstatter:	Professor Dr.H.Dänzer

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Dezember 1971

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Der Transport von Gamma-Strahlung	5
2.1. Definitionen	5
2.2. Wechselwirkungsprozesse	7
3. Die Monte-Carlo-Methode	8
3.1. Grundlagen	8
3.2. Einzelheiten des Monte-Carlo-Programms	9
3.2.1. Zufallsgenerator	9
3.2.2. Berechnung der Wirkungsquerschnitte	10
3.2.3. Bestimmung der Weglänge eines Quants zwischen den Stoßpunkten	11
3.2.4. Bestimmung der Energie nach dem Stoß und des Streuwinkels	11
3.2.5. Isotrope Punktquelle	12
3.2.6. Bestimmung des Flusses	13
3.2.7. Biasing	14
3.2.8. Monte-Carlo-Programm für Mehrschichten	16
4. Die Transmissionsmatrixmethode	18
4.1. Einführung	18
4.2. Beschreibung der Theorie	19
5. Messungen	23
5.1. Experimentelle Anordnung	23
5.2. Buildup-Faktor	25
6. Diskussion der Rechnungen	28
6.1. Ergebnisse des Monte-Carlo-Programms	28
6.1.1. Energiespektren reflektierter Gamma-Strahlung	29
6.1.2. Energie- und Energie-Winkel-Spektren transmittierter Gamma-Strahlung	31
6.2. Diskussion der Ergebnisse der Transmissionsmatrixmethode	33
6.3.1. Buildup-Faktoren	38
7. Zusammenfassung	40

1. Einleitung

Mit dem Bau von Reaktoren stellt sich immer die Frage nach einer geeigneten Abschirmung der bei der Kernspaltung entstehenden Neutronen und Gamma-Quanten.

Die Wirksamkeit einer Abschirmung wird durch die Dosisleistung charakterisiert. Sie ist als integrale Größe leicht meßbar, liefert aber damit keine Aussagen über die Energie der Neutronen oder Gamma-Quanten hinter einer Abschirmung. Die Kenntnis der Energieverteilung der entsprechenden Teilchen ist jedoch notwendig, wenn man zusätzliche Abschirmungen anbringen möchte. Ebenso verlangen Aussagen über Schattenwirkungen oder Rückstreuungseigenschaften einer Abschirmung Angaben über die Energieverteilung.

Energieverteilungen von Gamma-Quanten hinter Abschirmungen, die nur aus einem Material bestehen, z. B. Wasser oder Beton, lassen sich für einfache geometrische Anordnungen mit den üblichen Verfahren, wie der Monte-Carlo-Methode oder der Momentenmethode angeben.

Die Kenntnis der Energieverteilung von Gamma-Strahlung hinter geschichteten Abschirmungen beginnt an Bedeutung zu gewinnen, wenn man darauf angewiesen ist, die Abschirmungen gewichtsmäßig zu optimieren. Dies ist z. B. der Fall bei Schiffsreaktoren. - Reaktoren mit höherer Leistung verlangen den Bau komplizierter Abschirmungen, um einerseits einen günstigen Transport der bei der Absorption von Gamma-Quanten im Abschirmmaterial entstehenden Wärme zu erreichen und andererseits wiederum die Dimensionen der Abschirmungen in vernünftigen Grenzen zu halten.

Die Berechnung des Transports von Gamma-Strahlung in dicken Abschirmungen läßt sich mit analytischen Methoden wie der Momentenmethode nur für Anordnungen mit einfachen Randbedingungen mit umfangreichen numerischen Rechnungen durchführen. Ansätze, die die Transportgleichung für Abschirmungen, die aus Schichten unterschiedlichen Materials zusammengesetzt sind, lösen, sind mit diesen Methoden nicht bekannt.

Die Behandlung des Transports von Gamma-Strahlung oder Neutronen dieser Anordnungen mit der Monte-Carlo-Methode bietet einen Ausweg. Um die Monte-Carlo-Methode auch für relativ große Schichtdicken von Abschirmungen effizient zu machen, muß man Techniken einführen, die den Wirkungsgrad erhöhen (biasing). Diese Verfahren benötigen zur Berechnung einer Teilchengeschichte zusätzliche Rechnungen, die die Rechenzeit an Großcomputern ebenso vergrößern, wie die zusätzlichen Informationen, die beim Durchgang eines Teilchens durch geschichtete Abschirmungen verlangt werden.

In dieser Arbeit wird der Transport von Gamma-Strahlung durch Kombination der Monte-Carlo-Methode mit der Transmissionsmatrixmethode an geschichteten Abschirmungen und für Abschirmungen größerer Dicke untersucht.

Mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode werden Energie-Winkel-Spektren (Winkelverteilungen) transmittierter bzw. reflektierter Gamma-Strahlung an verschiedenen Medien unterschiedlicher Schichtdicke berechnet. Die Winkelverteilungen lassen sich als Winkel-Energie-Matrix darstellen. Diese Matrizen werden Transmissions- und Reflexionsmatrizen genannt.

Die Transmissions- und Reflexionsmatrix einer Schicht der Dicke x_1 wird mit der Transmissions- und Reflexionsmatrix einer anderen Schicht der Dicke x_2 nach dem Transmissionsmatrixverfahren (Abschnitt 4) kombiniert und liefert eine neue Transmissions- bzw. Reflexionsmatrix, die der Summe der Schichtdicken $x_1 + x_2$ entspricht. Mit den Additionsbeziehungen der Transmissionsmatrixmethode lassen sich Winkelverteilungen von Abschirmungen aus unterschiedlichen Schichten mit einfachen Matrizenrechnungen durchführen, wenn die Winkelverteilungen der einzelnen Komponenten bekannt sind. Aus den Energie-Winkel-Spektren geschichteter Abschirmungen ergeben sich alle für Abschirmungsprobleme interessierende Größen wie Energiespektren, Dosisverteilungen und Buildup-Faktoren.

Eine relativ einfache Möglichkeit zur Bestimmung der Energie-Winkelmatrizen geschichteter Abschirmungen bietet das Experiment. Zu diesem Zweck wurde am Frankfurter Forschungsreaktor FRF1 eine Abschirmung gebaut, die aus einer Schicht Reaktor-graphit und einer Schicht Schwerbeton zusammengesetzt war.

Mit einem NaJ(tl)-Detektor wurden an dieser Abschirmung die Impulshöhenverteilungen der transmittierten Gamma-Strahlung einer ^{60}Co -Quelle in Abhängigkeit der Austrittswinkel gemessen. Aus diesen Impulshöhenverteilungen lassen sich die Energie-Winkel-Spektren durch iterative Entfaltungen bestimmen. Diese Energie-Winkel-Spektren wurden mit den Ergebnissen verglichen, die man erhält, wenn man die Graphit-Beton Abschirmung mit der Transmissionsmatrixmethode untersucht.

Eine andere Möglichkeit, um die Genauigkeit der Matrixmethode zu testen, bietet ein Monte-Carlo-Mehrschichtenprogramm, welches zu diesem Zweck geschrieben wurde. Mit diesem Mehrschichtenprogramm wurde das Energiespektrum für die Abschirmung Graphit-Beton ermittelt und mit dem Energiespektrum verglichen, welches sich aus den Energie-Winkel-Spektren der Transmissionsmatrixmethode für dieselbe Abschirmung ergibt.

Aus allen sich auf verschiedene Weise ergebenden Energiespektren lassen sich die Buildup-Faktoren bestimmen, die zur Ermittlung der Dosisleistung benötigt werden.

Die Transmissions- und Reflexionsmatrix einer Schicht der Dicke x_1 wird mit der Transmissions- und Reflexionsmatrix einer anderen Schicht der Dicke x_2 nach dem Transmissionsmatrixverfahren (Abschnitt 4) kombiniert und liefert eine neue Transmissions- bzw. Reflexionsmatrix, die der Summe der Schichtdicken $x_1 + x_2$ entspricht. Mit den Additionsbeziehungen der Transmissionsmatrixmethode lassen sich Winkelverteilungen von Abschirmungen aus unterschiedlichen Schichten mit einfachen Matrizenrechnungen durchführen, wenn die Winkelverteilungen der einzelnen Komponenten bekannt sind. Aus den Energie-Winkel-Spektren geschichteter Abschirmungen ergeben sich alle für Abschirmungsprobleme interessierende Größen wie Energiespektren, Dosisverteilungen und Buildup-Faktoren.

Eine relativ einfache Möglichkeit zur Bestimmung der Energie-Winkelmatrizen geschichteter Abschirmungen bietet das Experiment. Zu diesem Zweck wurde am Frankfurter Forschungsreaktor FRF1 eine Abschirmung gebaut, die aus einer Schicht Reaktor-graphit und einer Schicht Schwerbeton zusammengesetzt war.

Mit einem NaJ(tl)-Detektor wurden an dieser Abschirmung die Impulshöhenverteilungen der transmittierten Gamma-Strahlung einer ^{60}Co -Quelle in Abhängigkeit der Austrittswinkel gemessen. Aus diesen Impulshöhenverteilungen lassen sich die Energie-Winkel-Spektren durch iterative Entfaltungen bestimmen. Diese Energie-Winkel-Spektren wurden mit den Ergebnissen verglichen, die man erhält, wenn man die Graphit-Beton Abschirmung mit der Transmissionsmatrixmethode untersucht.

Eine andere Möglichkeit, um die Genauigkeit der Matrixmethode zu testen, bietet ein Monte-Carlo-Mehrschichtenprogramm, welches zu diesem Zweck geschrieben wurde. Mit diesem Mehrschichtenprogramm wurde das Energiespektrum für die Abschirmung Graphit-Beton ermittelt und mit dem Energiespektrum verglichen, welches sich aus den Energie-Winkel-Spektren der Transmissionsmatrixmethode für dieselbe Abschirmung ergibt.

Aus allen sich auf verschiedene Weise ergebenden Energiespektren lassen sich die Buildup-Faktoren bestimmen, die zur Ermittlung der Dosisleistung benötigt werden.

2. Der Transport von Gamma-Strahlung

2.1. Definition

Der Transport von Gammastrahlung wird durch die zeitunabhängige Transportgleichung beschrieben.

Sie lautet:

$$\vec{\Omega} \text{grad } N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + (\mu(E) N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int_{E_0}^E \int_{4\pi} \Sigma(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) N(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\vec{\Omega}' dE' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (2.1)$$

Es ist:

$\vec{r}$: Radiusvektor

$\vec{\Omega}$: Einheitsvektor in Flugrichtung der Photonen

E : Energie der gestreuten Photonen in MeV

E_0 : Primärenergie der Photonen in MeV

$\mu(E)$: Totaler linearer Schwächungskoeffizient in cm^{-1}

$\Sigma(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$: Differentieller makroskopischer Streuquerschnitt in $\text{cm}^{-1} \text{MeV}^{-1}$

$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: Quelldichte der Gamma-Quanten je Energie- und Raumwinkelintervall

$N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: Teilchenflußdichte der Gamma-Quanten je Energie- und Raumwinkelintervall.

Gesucht wird der differentielle Photonenfluß

$$N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$$

der so definiert ist, daß

$$N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE d\Omega$$

Eine andere Möglichkeit, um die Genauigkeit der Matrixmethode zu testen, bietet ein Monte-Carlo-Mehrschichtenprogramm, welches zu diesem Zweck geschrieben wurde. Mit diesem Mehrschichtenprogramm wurde das Energiespektrum für die Abschirmung Graphit-Beton ermittelt und mit dem Energiespektrum verglichen, welches sich aus den Energie-Winkel-Spektren der Transmissionsmatrixmethode für dieselbe Abschirmung ergibt.

Aus allen sich auf verschiedene Weise ergebenden Energiespektren lassen sich die Buildup-Faktoren bestimmen, die zur Ermittlung der Dosisleistung benötigt werden.

2. Der Transport von Gamma-Strahlung

2.1. Definition

Der Transport von Gammastrahlung wird durch die zeitunabhängige Transportgleichung beschrieben.

Sie lautet:

$$L \vec{\Omega} \text{grad } N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + (\mu(E) N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int_{E_0}^E \int_{4\pi} \Sigma(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) N(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\vec{\Omega}' dE' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (2.1)$$

Es ist:

$\vec{r}$: Radiusvektor

$\vec{\Omega}$: Einheitsvektor in Flugrichtung der Photonen

E : Energie der gestreuten Photonen in MeV

E_0 : Primärenergie der Photonen in MeV

$\mu(E)$: Totaler linearer Schwächungskoeffizient in cm^{-1}

$\Sigma(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$: Differentieller makroskopischer Streuquerschnitt in $\text{cm}^{-1} \text{MeV}^{-1}$

$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: Quelldichte der Gamma-Quanten je Energie- und Raumwinkelintervall

$N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$: Teilchenflußdichte der Gamma-Quanten je Energie- und Raumwinkelintervall.

Gesucht wird der differentielle Photonenfluß

$$N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$$

der so definiert ist, daß

$$N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE d\Omega$$

die Zahl der Photonen mit Energien zwischen E und $E + dE$ und Bewegungsrichtungen im Raumwinkелеlement $d\vec{\Omega}$ um den Vektor $\vec{\Omega}$ ist, die pro Zeiteinheit im Punkt $\vec{r}$ die normal zur Bewegungsrichtung liegende Einheitsfläche durchsetzen.

Für viele Abschirmprobleme, beispielsweise die Ermittlung der Dosis, interessiert die durch die Gamma-Strahlung transportierte Energie.

Man definiert

$$(2.2) \quad I(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = EN(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$$

als Energieflußdichte der Gamma-Strahlung je Energie- und Winkelintervall.

Häufig verwendete Größen sind ebenfalls die Integrale über die Winkel:

$$(2.3) \quad N(\vec{r}, E) = \int_{\pi} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega \quad (\text{Photonenfluß})$$

$$(2.4) \quad I(\vec{r}, E) = \int_{\pi} I(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega \quad (\text{Energiespektrum})$$

Die Transportgleichung (2.1) ist eine lineare inhomogene Integro-Differentialgleichung, die sich analytisch nur in einigen Grenzfällen lösen läßt. Die Verfahren dazu sind u. a. bei R. G. Jaeger (12) beschrieben.

In dieser Arbeit wird der differentielle Photonenfluß

$$N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E),$$

aus dem sich alle interessierenden Größen ableiten lassen,

mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode berechnet. Für ein bestimmtes Material stellt der differentielle Energiefluß, sortiert in Energie- und Winkelintervalle, die Fundamentalmatrizen des Transmissionsmatrixverfahrens (Abschnitt 4) dar.

2.2 Wechselwirkungsprozesse

Der Transport von Gamma-Strahlung durch Materie wird durch Wechselwirkungsprozesse des Gamma-Quants mit Hüllenelektronen oder Atomkernen beeinflusst.

Die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse für den Transport von Gamma-Strahlung sind:

Absorption eines Gamma-Quants mit nachfolgender Emission eines Hüllenelektrons ("photoelektrischer Effekt"),

inelastische Streuung eines Gamma-Quants an einem Hüllenelektron ("Comptoneffekt") und

die Bildung eines Elektron-Positron-Paares im Feld der Atomkerne ("Paarbildung").

Andere Wechselwirkungsprozesse finden beim Transport von Gamma-Strahlung in Medien mit relativ kleiner Ordnungszahl Z ("Comptonstreuer") mit geringerer Häufigkeit statt und werden hier vernachlässigt (vergleiche Schmidt (23), (24), Winkler (29)).

Der totale Wirkungsquerschnitt $\mu(E)$ eines Materials für Quanten der Energie E setzt sich dann aus der Summe der partiellen

Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkungsprozesse
Photoeffekt $\sigma_p(E)$, Comptoneffekt $\sigma_c(E)$ und Paarbildung
 $\kappa(E)$ zusammen:

$$(2.5) \quad \mu(E) = \sigma_p(E) + \sigma_c(E) + \kappa(E)$$

3. Monte-Carlo-Methode

3.1. Grundlagen

Die grundlegenden Eigenschaften der Monte-Carlo-Methode sind in der Literatur in zahlreichen Übersichtsartikeln verfügbar (Jaeger (12), Kalos (13), Spanier, Gelbard (26), Shreder (27)).

Bei der Monte-Carlo-Methode wird der Strahlungstransport durch ein Medium mit "Zufallswegen" und der Theorie der Wahrscheinlichkeit simuliert. Ein "Zufallsweg" ergibt sich aus den oben beschriebenen Wechselwirkungsprozessen des Quants mit dem Medium.

Beschreibt man den Zustand eines Photons durch die Koordinaten $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$

$\vec{r}$: Ortsvektor des Wechselwirkungsortes

$\vec{\Omega}$: Richtungsvektor des Teilchens

E : Energie des Teilchens,

so ergibt sich sein "Zufallsweg" aus einer Folge von Zuständen

$$(\vec{r}_0, \vec{\Omega}_0, E_0), (\vec{r}_1, \vec{\Omega}_1, E_1), \dots (\vec{r}_N, \vec{\Omega}_N, E_N)$$

wobei r_0 der Quellort der Photonen, $\vec{\Omega}_0$ seine Emissions-

richtungen aus der Quelle und E_0 seine Emissionsenergie bedeuten.

Die Art der Wechselwirkung wird aus dem Verhältnis des betreffenden Wirkungsquerschnittes zum totalen Wirkungsquerschnitt bestimmt.

Der "Zufallsweg" eines Quants wird beendet, wenn das Teilchen

- a) die geometrischen Grenzen der Abschirmung verläßt,
- b) absorbiert wird, oder
- c) seine Energie nach einer Wechselwirkung unter einer vorgegebenen Grenzenergie (cut-off-Energie) liegt, deren Wert von dem betreffenden Streumedium abhängt (vergleiche Schmidt (23)).

3.2. Einzelheiten des Monte-Carlo-Programms

Die in dieser Arbeit benutzten Monte-Carlo-Programme, die den differentiellen Photonenfluß transmittierter und reflektierter Gamma-Strahlung einer homogenen Schicht berechnen, beruhen im wesentlichen auf Verfahren, die bei Fessler und Wohlschläger(6) und Schmidt (23) ausführlich beschrieben sind. Es seien hier nur die wichtigsten Merkmale zusammengestellt.

3.2.1. Zufallsgenerator

Der Zufallsgenerator, der für die Monte-Carlo-Rechnungen verwendet wurde, beruht auf der Methode der Kongruenz

(Hammersley, Handscomb (10)) und wurde von Herrn Dr. H. Wenzelsburger (jetzt KF-Zentrum Karlsruhe) geschrieben.

3.2.2. Berechnung der Wirkungsquerschnitte

a) Photoeffekt:

Da eine geschlossene Berechnung des Wirkungsquerschnittes für den Photoeffekt nur mit großem Aufwand an Rechenzeit möglich wäre, wurden deshalb für eine Reihe von Energien E_i die Werte $\sigma_p(E_i)$ über Datenkarten eingelesen und der Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Energie E' dann linear interpoliert. Die Werte für $\sigma_p(E_i)$ wurden einer Arbeit von Hubbel⁽¹¹⁾ entnommen.

b) Comptoneffekt:

Hier wird statt der Klein-Nishina-Formel zur Berechnung des totalen makroskopischen Wirkungsquerschnitts für einen Comptonstoß eine Näherung nach Fessler und Wohl (6) benutzt:

$$(3.1) \quad \Sigma_c(\alpha) = C (0.24188 + \alpha + 0.0564 \alpha^2)^{-1/2}$$

α ist die Photonenenergie in Einheiten der Ruheenergie des Elektrons.

C ist eine Konstante, die so gewählt wird, daß sich bei einer Energie von 0,6 MeV der exakte Wert von $\Sigma_c(E)$ für das entsprechende Medium ergibt.

c) Der Paarbildungseffekt

wird bei den hier durchgeführten Rechnungen nicht berücksichtigt, da als Primärenergie immer 1,25 MeV (mittlere Energie von

^{60}Co gewählt wurde, merkliche Beiträge des Paarbildungseffektes aber erst oberhalb 2 MeV auftreten (Schmidt (23)).

3.2.3. Bestimmung der Weglänge eines Quants zwischen den Stoßpunkten

Die Dichte der Verteilungsfunktion für die Entfernung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wechselwirkungspunkten eines Photons ist

$$(3.2) \quad f(r) = \mu(E) \cdot \exp(-\mu(E) \cdot r)$$

$\mu(E)$ ist der totale lineare Schwächungskoeffizient. Durch Transformation ergibt sich r aus (3.2)

$$(3.3) \quad r = \ln(R) / \mu(E)$$

wobei R eine Zufallszahl zwischen (0 und 1) ist.

3.2.4. Bestimmung der Energie nach dem Stoß und des Streuwinkels

Die Dichte der hier geltenden Verteilungsfunktion ist nach Fessler und Wohl (6), bzw. Schmidt (23)

$$(3.4) \quad p(\alpha_1, \alpha_2) = 1 + \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2}{\alpha_1 \cdot \alpha_2} + \left(1 + \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_1 \cdot \alpha_2}\right)^2$$

α_1 = Energie des Quants vor dem Stoß

α_2 = Energie des Quants nach dem Stoß.

Um hieraus die Werte der Energie nach dem Stoß auszuwählen, wird die Rejektion Technik benutzt. Es wurden zwei Zufallszahlen,

R_1 und R_2 gezogen. Dann ergibt sich

$$(3.5) \quad \alpha_2 = \alpha_{2, \min} + R_1 (\alpha_1 - \alpha_{2, \min})$$

wenn

$$p(\alpha_1, \alpha_2) > R_2 \cdot p_{\max}$$

ist.

Andernfalls werden neue Zufallszahlen R_1, R_2 gewählt.

$p_{\min}$ bzw. $p_{\max}$ sind die Werte der Funktion (3.4) an den Stellen minimaler Energie (Streuung um 180 Grad)

$$(3.6) \quad \alpha_{2, \min} = \frac{\alpha_1}{1 + 2\alpha_1}$$

und maximaler Energie

$$(3.7) \quad \alpha_{2, \max} = \alpha_1$$

Der polare Streuwinkel ω ergibt sich aus dem Gesetz für

$$(3.8) \quad \cos \omega = 1 + \frac{1}{\alpha_1} - \frac{1}{\alpha_2}$$

Der azimutale Streuwinkel wird nach einem von J. v. Neumann (in (6)) angegebenen Verfahren derart bestimmt, daß alle Winkel gleichwahrscheinlich sind. Die Richtungswinkel des Photons nach dem Stoß ergeben sich dann aus trigonometrischen Beziehungen.

3.2.5. Isotrope Punktquelle

In dieser Arbeit wird ausschließlich die isotrope Punktquelle betrachtet, da sie einerseits die am häufigsten verwendete Form eines Präparates ist und andererseits die Ergebnisse

der Rechnungen mit dem im Abschnitt 5 beschriebenen Experiment verglichen werden sollte, welches mit einer nahezu punktförmigen Quelle durchgeführt wurde. Die Anfangsrichtung der Quanten erhält man durch Auswahl aus einer isotropen Verteilung nach einem Verfahren von J. v. Neumann (in (6)).

3.2.6. Bestimmung des Flusses

Die Berechnung des Flusses geschieht mit dem Verfahren der statistischen Schätzung (statistical estimation). Es wird bei jeder Wechselwirkung die Wahrscheinlichkeit berechnet, daß das Photon den Detektor innerhalb eines Raumwinkels mit einer Energie E' erreicht.

Diese Wahrscheinlichkeit ist

$$(3.9) \quad W_i = w_i \cdot \frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} \Delta\Omega \exp\{-d \cdot \mu(E')\}$$

w_i ist das Gewicht des Teilchens vor dem Stoß ($w_0 = 1$).

Dem Photon werden auf seinem "Zufallsweg" nur Comptonstöße erlaubt. Seine Überlebenswahrscheinlichkeit verringert sich bei einer Wechselwirkung dabei um den Faktor $\frac{E_c}{E_t}$, der Wahrscheinlichkeit für die Streuung eines Quants (analytische Mittelung). Damit geht kein Quant durch Absorption "verloren".

$\frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Photon bei der Streuung am Stoßpunkt um den Winkel θ in den Raumwinkel $\Delta\Omega$ gestreut wird.

$\exp\{-d \cdot \mu(E')\}$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Quant den Detektor erreicht, ohne absorbiert zu werden, wobei d die Ent-

fernung Stoßpunkt - Detektor ist und $\mu(E')$ der totale lineare Schwächungskoeffizient bei der Energie E' .

Der Beitrag eines Teilchens zum Fluß ist dann (vergleiche Abschnitt 3.1)

$$(3.10) \quad W = \sum_{i=1}^n W_i$$

n ist die Anzahl der Stöße.

3.2.7. Biasing

Für die Berechnung der Transmission von Gamma-Strahlung durch dicke Abschirmungen mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode ist das oben beschriebene Verfahren zu uneffizient. Nach einer Tiefe von wenigen mittleren freien Weglängen wird die Statistik schlecht (Armstrong (1), Levitt (16), (17), Karcher (14)). Teilchen, die eine größere Wegstrecke im Streumaterial zurückzulegen haben, um in einem Detektor registriert zu werden, besitzen eine kleinere Wahrscheinlichkeit, diesen zu erreichen. Einen wesentlichen Beitrag zum Photonenfluß in einem Detektor liefern damit nur wenige Teilchen, deren Entfernung Wechselwirkungsort-Detektor möglichst klein war. Um brauchbare Ergebnisse zu erzielen, wäre es notwendig, die Teilchenzahl zu erhöhen. Damit aber steigt die Rechenzeit an. Es wurden deshalb Verfahren entwickelt, die den Wirkungsgrad der Monte-Carlo-Methode erhöhen (biasing). In den letzten Jahren hat sich zu diesem Zweck ein Verfahren durchgesetzt, welches die Entfernung zwischen den Wechselwirkungen vergrößert.

Hier sei auf eine neue Monte-Carlo-Technik zur Erhöhung des Wirkungsgrades bei dicken Abschirmungen hingewiesen, die von Stehfest (28) entwickelt wurde. Bei diesem Verfahren werden von vornherein nur solche Quanten betrachtet, die bereits eine große Wegstrecke im Streumedium zurückgelegt haben. Damit liefert bei diesem Verfahren jedes Quant einen wesentlichen Beitrag zum Photonenfluß.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Weglängen-biasing nach Levitt (16), (17) benutzt, das von Karcher et. al. (14) erweitert wurde. Bei diesem Verfahren wird die Weglänge zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen aus einer modifizierten Gleichung von

$$(3.11) \quad r = - \frac{1}{\mu(E)} \cdot \ln(R)$$

gewonnen. Diese modifizierte Gleichung lautet:

$$(3.12) \quad r' = - \frac{1}{\mu(E) \cdot a} \cdot \ln(R)$$

a ist der Biasing-Parameter. Nimmt dieser Parameter Werte an, die in $0 \leq a < 1$ liegen, ergeben sich größere Weglängen r' , als nach Gleichung Gleichung (3.11).

Um das Gewicht des Teilchens nach dem Stoß zu erhalten, muß die Gleichung zur Gewinnung des Flusses (3.9) entsprechend geändert werden. Das Gewicht des Teilchens modifiziert sich in folgender Weise:

$$(3.13) \quad w_i = w'_i \cdot P_s \cdot (1/a \cdot \exp(-\mu(E) \cdot r' \cdot (1-a)))$$

w' : Gewicht des Teilchens vor dem i -ten Stoß

P_s : Wahrscheinlichkeit für eine Streuung.

Setzt man $a = 1$, erhält man das Gewicht in Gleichung (3.9).

Nach Levitt (16) lautet die Bestimmungsgleichung für den Biasingparameter a

$$(3.14) \quad P_g^{n/30} \cdot \left(\frac{1}{a} \exp(- (1-a)) \right) = 1$$

wobei n die Zahl der mittleren freien Weglängen der Schicht ist. Der Parameter a wird nach jedem Stoß aus (3.14) neu berechnet. Man erhält damit jeweils seinen optimalen Wert. Die Lösung der transzendenten Gleichung (3.14) geschieht mit Hilfe des Newton-Raphson-Verfahrens (18).

Bewegt sich das Quant in Richtung der Quelle, wird $a=1$ gesetzt. Damit wird ein biasing nur auf solche Quanten angewendet, die zur Transmission beitragen.

3.2.8. Monte-Carlo-Programm für Mehrfachschichten

Ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit war die Erstellung eines Monte-Carlo-Programmes für Mehrfachschichten. Mit diesem Programm wurde die im nächsten Abschnitt beschriebene Transmissionsmatrixmethode getestet.

Mehrfachschichten ergeben sich bei jeder Abschirmung eines Reaktors und sind deshalb von großem Interesse. Als Beispiel sei der Forschungsreaktor Frankfurt FRF1 genannt, dessen kugelförmiges Core mit der Uransalzlösung, dem Moderator Graphit und der Betonumhüllung ein Dreischichtenproblem bildet. Eine genaue Berechnung der Dosis an der Reaktoroberfläche muß daher alle drei Schichten berücksichtigen.

Um mit der oben beschriebenen Monte-Carlo-Methode die Transmission von Gamma-Strahlung durch eine Mehrschichtenabschirmung zu berechnen, muß die Tatsache berücksichtigt werden, daß sich der lineare Schwächungskoeffizient $\mu(E)$ an den Schichtgrenzen entsprechend dem unterschiedlichen Medium ändert. Zu diesem Zweck wird die Gleichung (3.3), die die Weglänge zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen bestimmt, modifiziert.

Nach Cashwell-Everett (4) läßt sich die Entfernung ρ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen in einem aus mehreren, in sich homogenen Schichten zusammengesetzten Medium angeben durch

$$(3.15) \quad \rho = -\ln(1 + R(1-t))$$

ρ ergibt sich hier in mittleren freien Weglängen.

Eine mittlere freie Weglänge ist gleich der Dicke des Mediums, welche die Strahlung auf $e^{-1} = 0.368$ reduziert.

R ist wieder eine Zufallszahl aus $(0,1)$ und

t ist die Transmission:

$$(3.16) \quad t = \exp\left(-\sum_{i=1}^n \mu_i L_i\right)$$

L_i sind die einzelnen Schichtdicken und μ_i die entsprechenden linearen Schwächungskoeffizienten. Um die Weglänge in "cm" zu finden, wird aus der Ungleichung

$$(3.17) \quad L_1 \mu_1 + \dots + L_{m-1} \mu_{m-1} < \rho \leq L_1 \mu_1 + \dots + L_m \mu_m$$

bestimmt, in welcher Schicht die Teilchenbahn endet. Dann ergibt

sich die Weglänge l in cm zu

$$(3.18) \quad l = L_1 + \dots + L_{m-1} + \frac{1}{\mu_m} (\rho - (L_1 \mu_1 + \dots + L_m \mu_m))$$

Eine entsprechende Änderung muß für die Bestimmung des Flusses vorgenommen werden.

Die Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen den Detektor erreicht, ist bei n Schichten

$$\exp \left(- \sum_{i=1}^n d_i \mu_i(E') \right)$$

wobei d_i die Teilstücke der Entfernung Stoßpunkt - Detektor in den einzelnen Schichten sind und $\mu_i(E')$ die zugehörigen linearen Schwächungskoeffizienten.

Die Energie-Winkel-Spektren transmittierter und reflektierter Gamma-Strahlung, die mit den angegebenen Monte-Carlo-Verfahren für einzelne homogene Schichten erhalten wurden, werden in Abschnitt 6.1. diskutiert.

Für eine Abschirmung Graphit - Beton ist das Energiespektrum, welches mit dem Monte-Carlo-Programm für Mehrfachschichten berechnet wurde, in Abschnitt 6.2. angegeben.

4. Die Transmissionsmatrixmethode

4.1. Einführung

Das Ziel der Transmissionsmatrixmethode ist es, Operatoren in Form von Matrizen zu entwickeln, die den Transport von Gamma-Strahlung durch Materie vollständig beschreiben.

Die Operatorendarstellung wurde für Gamma-Strahlung von Peebles und Plesset (21) entwickelt. Hier ergaben sich Transmissionsoperatoren für dünne Schichten aus der Berechnung aufeinanderfolgender Streuordnungen. Es wurden Photonen, die mehr als drei Stöße im Material ausführten, vernachlässigt.

Bei der von Aronson und Karmush (2), (3) entwickelten Transfer- oder Transmissionsmatrixmethode sind die Operatoren Transmissions- und Reflexionsmatrizen, die sich aus analytischen Rechnungen gewinnen lassen. Diese Matrizen stellen den Photonenfluß in Abhängigkeit von Energie und Richtungswinkel an der Oberfläche des Mediums dar, wenn eine bestimmte Quellverteilung vorgegeben ist.

Relativ einfach erhält man diese Winkelverteilungen mit der Monte-Carlo-Methode. Die aus dem Medium austretenden Teilchen werden nach Energie und Richtungswinkel sortiert und in Form von Matrizen gespeichert. Dieses Verfahren wurde zuerst bei Kataoka (15) beschrieben und auf geschichtete Abschirmungen bis ca. 6 mittleren freien Weglängen angewendet.

Eine weitere Übersicht über Darstellung und Verwendung von Transmissions- und Reflexionsmatrizen findet man bei Pfeiffer und Shapiro (20).

4.2. Beschreibung der Theorie

Trifft ein Gamma-Quant der Energie E_0 unter einem Winkel θ_0 auf eine Schicht beliebigen Materials mit der Dicke x (Abbildung 1),

so läßt sich ein transmittierter Fluß

$$t(x, \cos \theta, E, \cos \theta_0, E_0)$$

und ein reflektierter Fluß

$$r(x, \cos \theta, E, \cos \theta_0, E_0)$$

angeben. Es sei azimutale Symmetrie des einfallenden Flusses um die Normalenrichtung angenommen.

$$t(x, \cos \theta, E, \cos \theta_0, E_0) d\theta dE$$

ist die Zahl der Gamma-Quanten, die pro Sekunde und cm^2 durch eine Schicht der Dicke x mit einem Winkel θ in das Winkелеlement $\theta + d\theta$ und einer Energie E in das Energieintervall $E + dE$ transmittiert werden, wenn 1 Quant der Energie E_0 pro Sekunde und cm^2 auf die Schicht mit der Richtung $\cos \theta_0$ einfällt.

$$r(x, \cos \theta, E, \cos \theta_0, E_0) d\theta dE$$

ist entsprechend die Zahl der Quanten pro Sekunde und cm^2 , die von einer Schicht der Dicke x mit einem Winkel θ in das Winkелеlement $\theta + d\theta$ und einer Energie E in das Energieintervall $E + dE$ reflektiert werden, wenn 1 Quant der Energie E_0 pro Sekunde und cm^2 auf die Schicht mit der Richtung $\cos \theta_0$ einfällt.

Für einen beliebigen einfallenden Fluß $\phi^{\text{inc}}(\cos \theta', E')$ ergeben sich dann die transmittierten und reflektierten Winkel-flüsse zu

$$(4.1) \quad \phi^t(x, \cos \theta, E) = \int_0^{E'} dE' \int_0^1 d\cos \theta' \cdot t(x, \cos \theta, E, \cos \theta', E') \cdot \phi^{\text{inc}}(\cos \theta', E')$$

und

$$(4.2) \quad \phi^r(x, \cos \theta, E) = \int_0^{E'} dE' \int_0^1 d\cos \theta' \cdot r(x, \cos \theta, E, \cos \theta', E') \cdot \phi^{\text{inc}}(\cos \theta', E')$$

Zur numerischen Berechnung gehen die Integrale in Summen über und es ergibt sich je nach Größe der Energie- und Richtungsintervalle eine feste Zahl von Energiegruppen und Richtungen. Jede Kombination von Energiegruppe und Richtung wird dann einen bestimmten Zustand der Gamma-Quanten charakterisieren. Damit ergeben sich für n Energiegruppen und m Richtungen

$$N = n \cdot m$$

Zustände.

Für einen bestimmten Zustand i liefert die Diskretisierung

$$(4.3) \quad \phi_i^t = \sum_{j=1}^N \Delta \cos \theta_j \cdot \Delta E_j \cdot t_{ij}(x) \cdot \phi_j^{inc}$$

und

$$(4.4) \quad \phi_i^r = \sum_{j=1}^N \Delta \cos \theta_j \cdot \Delta E_j \cdot r_{ij}(x) \cdot \phi_j^{inc}$$

oder mit

$$(4.5) \quad T_{ij}(x) = \Delta \cos \theta_j \cdot \Delta E_j \cdot t_{ij}(x)$$

und

$$(4.6) \quad R_{ij}(x) = \Delta \cos \theta_j \cdot \Delta E_j \cdot r_{ij}(x)$$

folgt

$$(4.7) \quad \phi^t = T_{ij}(x) \cdot \phi^{inc}$$

$$(4.8) \quad \phi^r = R_{ij}(x) \cdot \phi^{inc}$$

Die Matrizen T und R beschreiben entsprechend ihrer Definition vollständig die Transmission und Reflexion von Gamma-Strahlung an einer Schicht der Dicke x (siehe Abbildung 1).

Für homogene Medien gibt es keinen Unterschied, ob der einfallende Fluß von "links" oder von "rechts" auf die Schicht trifft (Abbildung 1). Es gilt dann immer

$$t^+(x) = t^-(x) \quad \text{und} \quad r^+(x) = r^-(x)$$

wenn "+" von links und "-" von rechts einfallend bedeuten.

Betrachtet man eine Schicht der Dicke $x_1 + x_2$ (Abbildung 2), auf die von links ein Fluß

$$\phi^{\text{inc}}(0) = \phi^+(0)$$

einfallt, dann gelten folgende Beziehungen, wenn die entsprechenden Transmissions- und Reflexionsmatrizen

$$T_{ij}(x_1), T_{ij}(x_2), \quad R_{ij}(x_1), R_{ij}(x_2)$$

sind:

$$(4.9) \quad \phi^+(x_1) = T_{ij}(x_1) \phi^{\text{inc}}(0) + R_{ij}(x_1) \phi^-(x_1)$$

$$(4.10) \quad \phi^-(0) = R_{ij}(x_1) \phi^{\text{inc}}(0) + T_{ij}(x_1) \phi^-(x_1)$$

$$(4.11) \quad \phi^-(x_1) = R_{ij}(x_2) \phi^+(x_1)$$

$$(4.12) \quad \phi^+(x_1 + x_2) = T_{ij}(x_2) \phi^+(x_1)$$

Eliminiert man aus diesen Gleichungen $\phi^+(x_1)$ und $\phi^-(x_1)$ und benutzt die Beziehungen (4.7), (4.8), so erhält man

$$(4.13) \quad T_{ij}(x_1 + x_2) = T_{ij}(x_2) (J - R_{ij}(x_1) R_{ij}(x_2))^{-1} T_{ij}(x_1)$$

und

$$(4.14) \quad R_{ij}(x_1 + x_2) = R_{ij}(x_1) + T_{ij}(x_1) R_{ij}(x_2) (J - R_{ij}(x_1) R_{ij}(x_2))^{-1} T_{ij}(x_1)$$

J ist die Einheitsmatrix.

Die Gleichungen (4.13) (4.14) sind die Additionsbeziehungen für zwei Materieschichten der Dicke x_1 und x_2 . Sie sind nur möglich, wenn

$$(J - R_{ij}(x_1) \cdot R_{ij}(x_2))$$

nicht singulär ist, d. h. wenn

$$\det (J - R_{ij}(x_1) \cdot R_{ij}(x_2)) \neq 0$$

ist.

Durch fortlaufende Anwendung dieser Additionsbeziehungen lassen sich Transmissions- bzw. Reflexionsmatrizen für Schichten mit Dicken aus ganzzahligen Vielfachen von x_1 und x_2 gewinnen. Bei Pfeiffer und Shapiro (20) wurden Beziehungen abgeleitet, die Transmissions- bzw. Reflexionsmatrizen liefern, wenn man Schichten halbiert. Damit lassen sich Transmissions- und Reflexionsmatrizen beliebiger Schichtdicke aufbauen.

Zur Berechnung der Energie-Winkel-Spektren für Schichtdicken, von ganzzahligen Vielfachen der Fundamentalmatrizen wurde ein Rechenprogramm geschrieben, dessen Ergebnisse in Abschnitt 6.2. diskutiert werden.

5. Messungen

5.1. Experimentelle Anordnung

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, lassen sich mit Hilfe der Transmissionsmatrixmethode Transmissions- und Reflexionsmatrizen und damit entsprechende Winkelverteilungen geschichteter Abschirmungen aus den Transmissions- und

Reflexionsmatrizen der einzelnen Schichten berechnen. Es liegt nahe, dies an experimentell ermittelten Winkelverteilungen zu prüfen. Zu diesem Zweck wurde am biologischen Schild des Frankfurter Forschungsreaktors FRF1 eine Abschirmung aufgebaut, die aus einer Schicht Reaktorgraphit (41 cm) und einer Schicht Schwerbeton^(69 cm) zusammengesetzt war (Abbildung 3). Mit diesen Maßen ergeben sich für eine ^{60}Co -Quelle (mittlere Energie 1.25 MeV) ca. 17.5 mittlere freie Weglängen. Die Ausdehnung der Schichten in den anderen beiden Richtungen betrug ca. 2 Meter.

Dieser Schichtung Graphit - Schwerbeton dieser Dicke simuliert die Verhältnisse für die Abschirmung der bei der Spaltung im Reaktor entstehenden Gamma-Quanten.

Als Gamma-Strahlungsquelle diente für die folgenden Experimente ein 2 kCi ^{60}Co CKCS-Rod der über die Firma Buchler & Co, Braunschweig, von RCC Amersham geliehen wurde. Die Quelle hing an einer Kette, die an dem Deckel des Transportbehälters RCC/CR5 befestigt war. Zu den Messungen wurde der Deckel aus dem Behälter gezogen und damit die Quelle in die vorgesehene Höhe (Aufpunkt in Abbildung 3) gebracht.

Der Umgang mit radioaktiven Quellen größerer Quellstärken, wie sie für Transmissionsmessungen an einem Schild mit obigen Maßen notwendig sind, erfordert besondere Sorgfalt. Bei dem Bau der Abschirmung mußten insbesondere Spalte und Löcher vermieden werden, aus denen die Gamma-Strahlung weniger geschwächt hervortreten kann und damit die Strahlenbelastung der Umgebung stärker erhöht.

Mit einem 3×3 NaJ(Tl)-Detektor wurde die Winkelverteilung der durch oben beschriebenen Abschirmung transmittierter Gamma-Strahlung gemessen. Der Detektor befand sich in einem Kollimator, wie er schon bei Messungen in Winkler (29) benutzt wurde. Der Kollimator war um eine vertikale Achse an der Abschirmung drehbar, womit ein Winkelbereich von $0 - 70$ Grad überstrichen werden konnte (siehe Abbildungen 4, 5). Mit einem Vielkanalanalysator (400 Kanäle) wurden Impulshöhenverteilungen im Abstand von 10 Grad im oben genannten Winkelbereich aufgenommen.

Die Energie-Winkel-Spektren wurden durch Entfaltung mit dem Iterationsverfahren (Scofield (25), Winkler (29) aus den Impulshöhenverteilungen gewonnen.

In Abbildung 6 sind die Energie-Winkel-Spektren dargestellt. Man erkennt einen im wesentlichen glatten Verlauf für die Winkel von $20^\circ - 70^\circ$. Die Winkelverteilung für 0° zeigt neben den beiden Peaks, die den Energien 1.17 MeV und 1.33 MeV von ^{60}Co entsprechen, einen relativ großen Beitrag von Quanten, die wenig unterhalb der Energie von 1.17 MeV liegen. Dieser Beitrag rührt von den Quanten, die in der Abschirmung um kleine Winkel gestreut wurden und dann in den Detektor gelangen.

Die um kleine Winkel gestreuten Quanten sind auch für die Erhöhung in der Winkelverteilung von 10° bei 1.1 MeV verantwortlich.

5.2. Buildup-Faktor

Eine wichtige Größe zur Berechnung von Abschirmungen gegen Gamma-Strahlung ist der Buildup-Faktor. Er ist definiert als

das Verhältnis der Gesamtstrahlung (Primär- und Streustrahlung) zur Primärstrahlung. Kennt man das Energiespektrum $I(E)$, so ergibt sich der Energiebuildupfaktor zu

$$(5.1) \quad B_E = \frac{\int_0^E J(E) dE}{J_0(E_0)}$$

wo $J_0(E)$ der Energiefluß der Primärstrahlung bei einer Normierung auf eine Quellstärke von 1 Quant/sec ist:

$$(5.2) \quad J_0(r_0, E_0) = E_0 \cdot \exp(-\mu(E_0) \cdot r_0) / 4\pi r_0^2$$

E_0 ist die Primärenergie der Photonen.

r_0 ist die Entfernung Quelle - Detektor.

Aus den Energie-Winkel-Spektren erhält man durch Integration über die Winkel das entsprechende Energiespektrum (Abbildung 7).

Für eine geschichtete Abschirmung mit Schichtdicken $d_1 (= 41 \text{ cm, entsprechend dem Graphit mit } \rho = 1,6 \text{ g/cm}^3)$ und $d_2 (= 69 \text{ cm, entsprechend dem Schwerbeton mit } \rho = 3,45 \text{ g/cm}^3)$ ist der Schwächungsfaktor in (5.2)

$$(5.3) \quad \exp(-\mu(E_0) \cdot r_0) = \exp(-\mu_g(E_0) \cdot d_1 + \mu_B(E_0) \cdot d_2)$$

Dieser Faktor wurde experimentell bestimmt, da keine Unterlagen über die totalen linearen Schwächungskoeffizienten des Reaktor-graphits und des Schwerbetons vorlagen.

Zu diesem Zweck wurde ein Ge (Li) - Detektor verwendet (siehe Abbildungen 4, 5), der es auf Grund seines guten Auflösungsvermögens gestattet, die beiden "Beaks" einer ^{60}Co -Quelle

(entsprechend den Energien 1.173 MeV und 1.332 MeV) getrennt auszuwerten.

Die Schwächung der Abschirmung erhält man dann aus dem Verhältnis von Peakfläche mit Abschirmung zu Peakfläche ohne Abschirmung für die zugehörige Energie, wenn man die Spektren auf eine gemeinsame Quellstärke und Entfernung normiert.

In Abbildung 8 ist ein Ausschnitt eines Spektrums gezeichnet, welches mit einem Ge/Li-Detektor von der Messung der durch die Abschirmung transmittierten Gamma-Strahlung erhalten wurde. Die Messung ohne Abschirmung wurde mit einer ^{60}Co -Eichquelle von 10 Ci durchgeführt. Ein Ausschnitt ihres Spektrums ist in Abbildung 9 zu sehen.

Die Wirkung der Abschirmung läßt sich deutlich am Verhältnis des Peaks zum Untergrund bei 1.173 MeV erkennen.

Der Wert für die mittlere Energie von ^{60}Co (1.25 MeV) wurde aus den beiden Werten für 1.173 und 1.332 MeV interpoliert.

Damit läßt sich nach Gleichung (5.1) der Energiebuildup-Faktor berechnen.

Für den Buildup-Faktor von Mehrschichtenabschirmungen findet man in der Literatur (12) eine Näherungsformel nach Broder et al.:

$$(5.4) \quad B \left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i \right) = \sum_{i=1}^N B_N \left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i \right) - \sum_{i=1}^N B_n \left(\sum_{i=1}^{n-1} \mu_i x_i \right)$$

N = Anzahl der Schichten

μ_i = totaler linearer Schwächungskoeffizient der i-ten Schicht

x_i = Schichtdicke der i-ten Schicht.

Die Buildup-Faktoren der einzelnen Schichten werden z. B.

nach der Formel von Taylor (Rockwell (22)) berechnet:

$$(5.5) \quad B(E_0, \mu_0 \cdot x) = A_1 \cdot \exp(-\alpha_1 \cdot \mu_0 \cdot x) + (1-A_1) \cdot \exp(-\alpha_2 \cdot \mu_0 \cdot x)$$

A_1 , α_1 , α_2 sind Parameter. Ihre Werte wurden dem Buch von Rockwell (22) entnommen.

Zur Berechnung des Energiebuildup-Faktors nach Formel (5.5) wurde anstelle des Graphits Wasser gesetzt, da in der Literatur keine Werte der Parameter A_1 , α_1 , α_2 für Graphit zu finden waren.

Es ergab sich nach Gleichung (5.4) ein Energiebuildup-Faktor für die Abschirmung Graphit (41 cm) - Schwerbeton (69 cm)

$$B_E = 33,0$$

während aus dem Experiment

$$B_E = 29,6$$

erhalten wurde. Die Übereinstimmung kann als gut angesehen werden.

6. Diskussion der Rechnungen

6.1. Ergebnisse des Monte-Carlo-Programmes

Mit der in Abschnitt 3 angegebenen Monte-Carlo-Methode wurden für die Streumediten Wasser, Graphit und Beton die differentiellen

Energiespektren und Winkelverteilungen transmittierter und reflektierter Gamma-Strahlung berechnet. Als Quelle wurde jeweils die isotrope Punktquelle mit einer Energie von 1.25 MeV (mittlere Energie von ^{60}Co) vorausgesetzt. Die Rechnungen wurden an Schichten unterschiedlicher Dicke x ausgeführt, die in den beiden Richtungen y und z als unendlich ausgedehnt betrachtet wurden. Für jede Schicht wurde die "Lebensgeschichte" von 20 000 Teilchen verfolgt. Mit einer Kanalbreite von 0.0625 MeV ergeben sich bei einer Primärenergie von 1.25 MeV 20 Energiegruppen. Die Zahl der Richtungsgruppen betrug ebenfalls 20. Die Rechnungen wurden auf der Rechenanlage UNIVAC 1103 des Zentralen Recheninstitutes der Universität Frankfurt durchgeführt. Berücksichtigt man die unterschiedliche Schichtdicke, so lag die Rechenzeit pro Schicht zwischen 8 und 15 Minuten.

Die ermittelten Winkelverteilungen wurden für die in Abschnitt 4 beschriebene Transmissionsmatrix-Methode als Transmissions- und Reflexionsmatrizen verwendet. Sie sind nach den obigen Angaben 20×20 Matrizen, die auf einem Magnetband gespeichert wurden.

Im folgenden Abschnitt sollen die Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnungen diskutiert werden.

6.1.1. Energiespektren reflektierter Gamma-Strahlung

Die Größe, die die Reflexion von Teilchen an Materie charakterisiert, heißt Albedo. Die Albedo ist definiert als das Verhältnis der Zahl der reflektierten Teilchen zu der Zahl der einfallenden Teilchen.

In Abbildung 10 sind die differentiellen Energiespektren der reflektierten Gamma-Strahlung an Wasserschichten unterschiedlicher Dicke gezeichnet, die mit dem Monte-Carlo-Verfahren nach Abschnitt 3 erhalten wurden.

Man erkennt, daß sich die Spektren in Abhängigkeit von der Schichtdicke nur wenig ändern. Sie zeigen ein ausgeprägtes Maximum bei der Energie (ca. 22° keV), die einer γ -Strahlung um 180 Grad entspricht (vergleiche Nelms (19)).

Der "Sättigungscharakter" der Reflexion läßt sich verdeutlichen, wenn man die über alle Energiegruppen summierte Albedo in Abhängigkeit von der Schichtdicke aufträgt. In Abbildung 11 ist diese totale Energiealbedo von Wasserschichten gezeichnet. Man erkennt, daß sich schon nach 2 mittleren freien Weglängen die Energiealbedo nicht mehr wesentlich ändert, d. h. schon eine Schicht dieser Dicke kann bezüglich Reflexion als unendlich angesehen werden.

Dieses Verhalten wurde von Fujita et. al. (7) für Dicken größer 0,1 mittleren freien Weglängen beschrieben durch

$$(6.1) \quad A_E(x) - b = (A_E(\infty) - b) \cdot (1 - \exp(-c \cdot x))$$

b und c sind Parameter.

Die mit Hilfe dieser Näherungsformel errechneten Werte sind zum Vergleich in Abbildung 11 eingetragen. Es zeigt sich gute Übereinstimmung.

6.1.2. Energie - und Energie-Winkel-Spektren transmittierter Strahlung

Die Berechnung der Transmission von Gamma-Strahlung durch eine geschichtete Abschirmung verlangt die Kenntnis der Energie-Winkel-Spektren der einzelnen Komponenten, wie in Abschnitt 4 gezeigt wurde. Zu diesem Zweck wurden mit der Monte-Carlo-Methode die Energiespektren transmittierter Gamma-Strahlung an Wasser-, Graphit-, und Betonschichten berechnet. In Abbildung 12 sind typische Energie-Winkel-Spektren für eine Wasserschicht von 2 mittleren freien Weglängen (32 cm) gezeichnet. Es ist der differentielle Photonenfluß $N(\theta, E)$ aufgetragen, normiert auf ein Quellteilchen pro Sekunde, MeV und cm^2 . Der Winkel θ wird von der Normalenrichtung ausgemessen. Man erkennt, wenn man den Winkel θ einer Richtungsgruppe als mittleren Streuwinkel betrachtet, daß das Integral des differentiellen Winkelflusses mit wachsendem θ kleiner wird. Dieses Verhalten ist nach dem Verlauf des differentiellen Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitts auch zu erwarten (vergleiche Nelms (19)). Mit der Beziehung

$$(6.2) \quad \alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0(1 - \cos\theta)}$$

(α, α_0 Photonenenergien in Einheiten der Elektronenruhemasse) erhält man näherungsweise die Maximalenergien für die entsprechenden Streuwinkel θ .

Der differentielle Winkelfluß für $\theta = 0^\circ$ zeigt wenig unterhalb der Primärenergie von 1.25 MeV noch einen bedeutenden Anteil, der von unter kleinen Winkeln gestreuten Quanten herrührt. Diese Energiegruppe, oft als Quasiprimärgruppe bezeichnet, beeinflusst insbesondere die Form des differentiellen Energiespektrums.

Das differentielle Energiespektrum ist nach Gleichung (2.4) des Abschnitts 2. definiert als das Integral über die Winkel des differentiellen Winkelflusses

$$J(\vec{r}, E) = \int_{4\pi} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot E d\Omega$$

In Abbildung 13 sind die differentiellen Energiespektren für Wasserschichten von 2, 4 und 10 mittleren freien Weglängen gezeichnet. Als Vergleich dienten die differentiellen Energiespektren nach Goldstein und Wilkins (9). Es ist zu erkennen, daß sich der Verlauf der Energiespektren in Abhängigkeit von der Schichtdicke wenig ändert, d. h. das Verhältnis von gestreuten Quanten bei hohen Energien zu jenen bei niederen Energien ist nahezu konstant. Andererseits stellt sich kein Gleichgewicht zwischen der Zahl der gestreuten und nichtgestreuten Quanten ein, wie sich aus dem monotonen Anwachsen der Buildup-Faktoren erkennen läßt (Goldstein (8), Goldstein - Wilkins (9)). Das in etwa konstante Verhältnis zwischen den gestreuten Quanten höherer Energie zu denen niederer Energie wird zurückgeführt auf die oben genannte Quasiprimärgruppe (Fano, Spencer (5)). Die Zahl dieser um kleine Winkel und nach Gleichung auch um kleine Energien gestreuten Quanten wächst, wenn die Zahl der ungestreuten Quanten abnimmt. Damit wird ein Quasigleichgewicht zwischen den Quanten aus dieser Energiegruppe und den Quanten niederer Energie erreicht. Mit abnehmender Energie der gestreuten Quanten nimmt der mittlere Energieverlust/Stoß ab. Andererseits ist der Gesamtcomptonwirkungsquerschnitt bei niederen Energien nahezu konstant (Nelms (19)). Dies führt zu einem Anwachsen der Zahl der Photonen pro Energieintervall bei abnehmender Energie, was am Verlauf des differentiellen Energiespektrum zu erkennen ist. Erreichen die Photonen Energien

von etwa 100 keV, beginnt der Photoabsorptionsquerschnitt wirksam zu werden, der die Zahl der Quanten pro Energieintervall vermindert.

In Streumediten höherer Ordnungszahl Z beginnt der Photoabsorptionsquerschnitt bei größeren Energien das Energiespektrum zu beeinflussen. Der Anhäufungsprozeß niederenergetisch gestreuter Photonen wird daher schon früher "abgebrochen". Dieses Verhalten läßt sich aus der Abbildung 14 erkennen, in der die differentiellen Energiespektren für Betonschichten ($\rho = 3,45 \text{ g/cm}^3$) von 1,67 und 3,35 mittleren freien Weglängen gezeichnet sind. Diese Energiespektren zeigen im niederenergetischen Bereich im Gegensatz zu den Energiespektren von Wasser keine so deutlich ausgeprägte Erhöhung.

6.2. Diskussion der Ergebnisse der Transmissionsmatrixmethode

Die Transmissionsmatrixmethode liefert nach Abschnitt 4 aus Transmissionsmatrizen $T_1(x_1)$ und $T_2(x_2)$ sowie Reflexionsmatrizen $R_1(x_1)$ und $R_2(x_2)$ die resultierenden Matrizen $T(x_1+x_2)$ und $R(x_1+x_2)$ nach

$$(6.3) \quad T(x_1+x_2) = T_2(x_2) (J - R_1(x_1)R_2(x_2))^{-1} T_1(x_1)$$

$$(6.4) \quad R(x_1+x_2) = R_1(x_1) + T_1(x_1)R_2(x_2) (J - R_1(x_1)R_2(x_2))^{-1} T_1(x_1)$$

Diese Matrizen beschreiben den Photonenfluß an der Oberfläche der Schicht x_1+x_2 . Mit diesen Gleichungen lassen sich Lösungsmöglichkeiten für zwei grundsätzliche Abschirmprobleme angeben:

a) Energie-Winkel-Spektren und daraus ableitbare Größen wie Energiespektren und Buildup-Faktoren hinter einkomponentigen Abschirmungen größerer Dicke werden aus Energie-Winkel-Spektren, repräsentiert durch $T_1(x_1)$, $T_2(x_2)$, $R_1(x_1)$, $R_2(x_2)$ des gleichen Materials kleinerer Schichtdicke gewonnen.

Mit

$$T_1(x_1) = T_2(x_1)$$

und

$$R_1(x_1) = R_2(x_1)$$

erhält man z. B. die Transmissions- und Reflexionsmatrizen der doppelten Schicht von x_1 :

$$(6.5) \quad T(2x_1) = T_2(x_1) (J - R_1(x_1) R_2(x_1))^{-1} T_1(x_1)$$

$$(6.6) \quad R(2x_1) = R_1(x_1) + T_1(x_1) R_2(x_1) (J - R_1(x_1) R_2(x_1))^{-1} T_1(x_1)$$

b) Energie-Winkel-Spektren und daraus folgende Größen hinter Abschirmungen, die aus unterschiedlichen Schichten zusammengesetzt sind, werden durch Kombination der entsprechenden Einzelkomponenten bestimmt.

Energiespektren größerer Dicke sind in der Literatur nur für wenige Materialien vorhanden. Gut bekannt sind Energiespektren, von Wasser, die von Goldstein und Wilkins (9) mit Hilfe der Momentenmethode in unendlich ausgedehnten Medium durchgeführt wurden. Wasserschichten größerer Dicke spielen als Abschirmung bei Reaktoren des Swimming-Pool Typs eine Rolle. Aus diesen Gründen wurden für die vorliegende Arbeit die Anwendbarkeit der Transmissionsmatrixmethode für dicke Schichten, die aus einem Material bestehen, (Problem a) an Wasser untersucht.

Als Fundamentalmatrizen T_1 , T_2 bzw. R_1 , R_2 wurden die mit der Monte-Carlo-Methode ermittelten Energie-Winkel-Spektren für Schichtdicken von 2, 4, und 10 mittleren freien Weglängen gewählt. Die entsprechenden Energiespektren wurden in Abschnitt 6.1 diskutiert.

Auf G und des sich etwa ab 6 mittleren freien Weglängen einstellenden "Quasigleichgewichts" schien die Wahl dieser Schichtdicken sinnvoll.

Eine Transmissionsmatrix von beispielsweise 6 mittleren freien Weglängen läßt sich mit den vorhandenen Fundamentalmatrizen auf unterschiedliche Weise zusammensetzen:

- a) $2\text{mfp} + (2+2)\text{mfp}$
- b) $(2+2)\text{mfp} + 2\text{ mfp}$
- c) $4\text{ mfp} + 2\text{ mfp}$
- d) $2\text{ mfp} + 4\text{ mfp}$

Die Energiespektren der obigen Kombinationen, die aus den entsprechenden Transmissionsmatrizen $T(x_1+x_2)$ gewonnen werden, sind in Abbildung 15 gezeichnet. Es läßt sich erkennen, daß die mit der Transmissionsmatrixmethode ermittelten Energiespektren den Verlauf des erwarteten Energiespektrums wiedergeben. Zum Vergleich ist das interpolierte Energiespektrum nach Goldstein - Wilkins (9) aufgetragen.

Die Energiespektren der Transmissionsmatrixmethode zeigen relativ große Oszillationen. Es ist zu vermuten, daß diese Oszillationen von dem statistischen Charakter der Monte-Carlo-Methode herrühren.

Die mit der Monte-Carlo-Methode bestimmten Energie-Winkel-Spektren, die die Fundamentalmatrizen für die Transmissionsmatrixmethode bilden, lassen solche Oszillationen erkennen, wie in Abbildung 12 zu sehen ist. Bei der Transmissionsmatrixmethode werden Energie-Winkel-Spektren miteinander multipliziert und damit auch deren Oszillationen. Dieses Verhalten der Oszillationen bei größeren Schichtdicken, d. h. größerer Anzahl von Multiplikationen der Fundamentalmatrizen, führt möglicherweise zu einer Verfälschung des Energiespektrums, wie in Abbildung 16 am Beispiel des Energiespektrums transmittierter Gamma-Strahlung einer Wasserschicht von 10 mittleren freien Weglängen zu erkennen ist. Für größere Schichtdicken sollten daher Fundamentalmatrizen mit Schichtdicken verwendet werden, die möglichst wenige Multiplikationen erfordern. Um die Oszillationen vollständig zu unterdrücken, wäre es sinnvoll, die Energie-Winkel-Spektren mit einer Polynomannäherung zu glätten. Die angepaßten Energie-Winkel-Spektren könnten dann die Fundamentalmatrizen der Transmissionsmatrixmethode darstellen.

Mit Fundamentalmatrizen T_1 und T_2 bzw. R_1 und R_2 , die die Energie-Winkel-Spektren unterschiedlicher Medien repräsentieren, können nach den Gleichungen (6.3), (6.4) Energie-Winkel-Spektren geschichteter Abschirmungen berechnet werden (Problem b).

Als Beispiel hierzu wurde die in Abschnitt 5 experimentell untersuchte Graphit-Schwerbeton-Abschirmung mit der Transmissionsmatrixmethode berechnet.

Die Fundamentalmatrizen T_1 (Graphit) und T_2 (Beton), entsprechend R_1 und R_2 , wurden wieder mit der Monte-Carlo-Methode bestimmt. Die Schichtdicken der Matrizen T_1 und T_2 wurden so gewählt, daß

deren ganzzahlige Vielfache die Schichtdicken des Graphits (41 cm) und des Betons (69 cm) ergaben und, wie bei Wasser, das "Quasigleichgewicht" ausgebildet war. Sie betrugen für Graphit

a) 20,5 cm entsprechend 1,91 mittlere freie Weglängen

b) 41,0 cm entsprechend 3,82 mittlere freie Weglängen

und Beton

c) 8,63 cm entsprechend 1,67 mittlere freie Weglängen

d) 17,25 cm entsprechend 3,35 mittlere freie Weglängen.

Die Transmissionsmatrix $T(x_1+x_2)$ für eine Abschirmung bestehend aus Graphit (41 cm) und Beton (69 cm) läßt sich aus Fundamentalmatrizen der Schichtdicken a) - d) mit den Additionsbeziehungen (6.3), (6.4) auf unterschiedliche Weise zusammen setzen:

z. B.

$$\begin{array}{ll} T_1(x_1) & T_2(x_2) \\ (2 \cdot 20,5 \text{ cm})\text{Graphit} + (8 \cdot 8,63 \text{ cm}) \text{ Beton} & \\ (2 \cdot 20,5 \text{ cm})\text{Graphit} + (4 \cdot 17,25 \text{ cm}) \text{ Beton} & \\ (41 \text{ cm}) \text{ Graphit} & + (4 \cdot 17,25 \text{ cm}) \text{ Beton} \end{array}$$

usw.

In Abbildung 17 ist ein über diese unterschiedlichen Kombinationen gemitteltes Energiespektrum aufgetragen, welches aus den entsprechenden Energie-Winkel-Spektren erhalten wurde. Die Übereinstimmung mit dem aus dem Experiment gewonnenen Energiespektren kann als gut angesehen werden, wenn man die oben erwähnten Oszillationen der Energie-Winkel-Spektren berücksichtigt.

In Abbildung 18 sind typische Energie-Winkel-Spektren gezeichnet, die sich mit Hilfe der Transmissionsmatrixmethode ergeben. Der Verlauf der experimentell ermittelten Energie-Winkel-Spektren wird auch hier im wesentlichen wiedergegeben.

Zum weiteren Vergleich ist in Abbildung 17 das Energiespektrum aufgetragen, welches aus einem Mehrschichten-Monte-Carlo-Programm gewonnen wurde. Dieses Programm wurde nach dem in Abschnitt 3.2.8. angegebenen Verfahren geschrieben.

Die Übereinstimmung mit dem Experiment und dem Energiespektrum, welches mit der Transmissionsmatrixmethode gewonnen wurde, kann auch hier als gut angesehen werden. Gewisse Unsicherheiten liegen in den Daten für die Wirkungsquerschnitte von Beton der Dichte $\rho = 3,45 \text{ g/cm}^3$. Diese Unsicherheit zeigt sich insbesondere im niederenergetischen Teil des Spektrums bei dem Einsetzen des Photoabsorptionswirkungsquerschnittes bei einer Energie von etwa 300 keV, da in diesem Energiebereich der Photoabsorptionswirkungsquerschnitt etwa proportional $Z^{4,5}$ ist.

6.3. Buildup-Faktoren

Buildup-Faktoren charakterisieren den Anteil der gestreuten Quanten an der Gesamtstrahlung hinter einer Abschirmung. Ihre Kenntnis ist für Abschirmprobleme deshalb besonders wichtig.

Aus den mit Hilfe der Transmissionsmatrix ermittelten Energiespektren lassen sich nach Gleichung (5.1) die Energiebuildup-Faktoren berechnen.

In Abbildung 19 sind die Energiebuildup-Faktoren für Wasser aufgetragen, die einerseits aus den Energiespektren der direkten Monte-Carlo-Methode gewonnen wurden und andererseits sich für größere Schichtdicken aus der Transmissionsmatrixmethode ergaben. Zum Vergleich wurden die nach Goldstein-Wilkins (9) interpolierten Werte aufgetragen. Die Übereinstimmung ist gut, wenn man berücksichtigt, daß die Werte von Goldstein-Wilkins im unendlich ausgedehnten Medium errechnet wurden. Die Buildup-Faktoren dieser Arbeit beziehen sich dagegen auf Monte-Carlo-Rechnungen mit echten Grenzsichten Medium - Vakuum. Aus der Literatur (12) weiß man, daß deren Werte um einen Faktor von ca. 0,8 kleiner sind als die Werte der Buildup-Faktoren im unendlich ausgedehnten Medium.

Die Energiespektren, die sich für die Abschirmung Graphit (41 cm) und Beton (69 cm) aus dem Monte-Carlo-Mehrschichten-Programm und der Transmissionsmatrixmethode ergaben, gestatten ebenfalls eine Berechnung des Energiebuildup-Faktors dieser Abschirmung. Ihre Werte sind mit den Ergebnissen aus Abschnitt

	Experiment	Broder-Formel	Mehrschichten-M.-C	Transmissionsmatrixmethode
B_E	29.6	33.0	33.5	30.2

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Energiespektren für Abschirmungen größerer Dicke untersucht. Es wurden zwei Typen von Abschirmungen betrachtet:

- a) eine homogene Schicht am Beispiel von Wasser
- b) eine geschichtete Abschirmung bestehend aus Graphit und Schwerbeton.

Die Energiespektren wurden durch eine Kombination der Monte-Carlo-Methode mit der Transmissionsmatrixmethode erhalten.

Mit der Monte-Carlo-Methode wurden die Energie-Winkel-Spektren der transmittierten und reflektierten Gamma-Strahlung für die Medien Wasser, Graphit und Beton unterschiedlicher Schichtdicke berechnet.

Die Energiespektren der transmittierten Gamma-Strahlung von Wasserschichten wurden mit den mit Hilfe der Momentenmethode ermittelten Energiespektren nach Goldstein und Wilkins (9) verglichen, um die Genauigkeit der in dieser Arbeit benutzten Monte-Carlo-Methode zu testen. Es zeigte sich gute Übereinstimmung.

Die Energie-Winkel-Spektren der oben aufgeführten Medien, die sich mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode für transmittierte und reflektierte Gamma-Strahlung ergaben, wurden als Transmissions- bzw. Reflexionsmatrizen (Fundamentalmatrizen) für die Transmissionsmatrixmethode verwendet.

Die Transmissionsmatrixmethode liefert Additionsbeziehungen, die es gestatten, Transmissions- und Reflexionsmatrizen für größere Schichtdicken aus den Fundamentalmatrizen zu gewinnen. Den Transmissions- und Reflexionsmatrizen größerer Schichtdicke entsprechend die Energie-Winkel-Spektren, aus denen sich durch Integration über die Winkel die Energiespektren ergeben.

Mit dem Transmissionsmatrixverfahren wurden die Energiespektren transmittierter Gamma-Strahlung von Wasserschichten größerer Diche untersucht. Bei wiederholter Anwendung der Additionsbeziehung erhält man für den Verlauf der Energiespektren weniger gute Ergebnisse. Die Energiebuildup-Faktoren, die aus den Energiespektren ermittelt wurden, zeigen mit den bei Goldstein - Wilkins (9) angegebenen Werten gute Übereinstimmung.

Die Anwendung der Transmissionsmatrixmethode zur Ermittlung von Energiespektren geschichteter Abschirmungen wurde am Beispiel eines Graphit-Schwerbeton-Schildes geprüft.

Zu diesem Zweck wurden die Winkelverteilungen transmittierter Gamma-Strahlung an einer Graphit-Beton-Abschirmung experimentell bestimmt. Das sich aus dem Experiment ergebende Energiespektrum zeigt mit dem aus der Transmissionsmatrixmethode ermittelten Energiespektrum ebenso gute Übereinstimmung, wie ein Energiespektrum, welches mit einem Monte-Carlo-Mehrschichten-Programm errechnet wurde.

Aus den Energiespektren wurden die Energiebuildup-Faktoren für die Graphit-Beton Abschirmung bestimmt. Ihre Werte stimmen gut mit dem Energiebuildup-Faktor überein, der nach einer Formel von Broder (in 12) für Mehrfachabschirmungen gewonnen wurde.

Die allgemeine Anwendbarkeit der Transmissionsmatrixmethode im Zusammenhang mit der Monte-Carlo-Methode zur Berechnung von Abschirmproblemen wird durch die relativ guten Werte der resultierenden Buildup-Faktoren gerechtfertigt.

Verbesserungen am Verlauf der Energiespektren lassen sich möglicherweise erzielen, indem man die statistischen Schwankungen in den mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode ermittelten Energie-Winkel-Spektren durch Polynomanpassung glättet und diese geglätteten Energie-Winkel-Spektren als Fundamentalmatrizen benutzt. Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung bestünde sicher darin, Fundamentalmatrizen mit dem äußerst effektiven Monte-Carlo-Verfahren der Rückwärtsverfolgung von Gamma-Quanten nach Stehfest (28) zu erzeugen.

Speichert man die Fundamentalmatrizen der gebräuchlichsten Abschirmmaterialien beispielsweise auf ein Magnetband einer Großrechenanlage, so lassen sich mit Hilfe des Transmissionsmatrixverfahrens durch einfache Operationen und kurze Rechenzeiten die Eigenschaften einer Abschirmung relativ schnell und mit guter Genauigkeit angeben.

LITERATURVERZEICHNIS

- (1) Armstrong, T.W., Stevens, P.N.: AV^0 Importance Function for the Monte-Carlo-Calculation of the Deep Penetration of Gamma Rays
- (2) Aronson, R., Yarmush, D.L. : J. Math. Phys., 7, 221 (1966)
- (3) Aronson, R., Yarmush, D. L., Zell, J., WADC Technical Report 59-722 (1960)
- (4) Cashwell, E.D., Everett, C. J.: A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems, New York: Pergamon Press 1959
- (5) Fano, U., Spencer, L.V., Berger, M.J.: Penetration and Diffuison of X-Rays in S. Flugge (Ed.): Encyclopedia of Physics, Vol. XXXVIII/2: Springer 1959
- (6) Fessler, Th. E., Wohl, M.L.: Monte Carlo-Studies of Gamma Ray and Neutron Transport in Infinite Homogeneous Media
- (7) Fujita, H., Kobayashi, K., Hyodo, T.: Nucl. Sci. Eng. 19, 437 (1964)
- (8) Goldstein, H.: Fundamental Aspects of Reaktor Shielding
- (9) Goldstein, H., Wilkins, J. E.: Calculations of the Penetration of Gamma Rays, NYO-3075

- (10) Hammersley, J. M., Handscomb, D. C.:
Monte-Carlo-Methods
- (11) Hubbel, J. H.: Photon Cross Section, Attenuation
Coefficients, and Energy Absorption Coefficients
from 10 keV to 100 GeV, NSRDS-NBS 29
- (12) Jaeger, R. G. (Editor): Engineering Compendium on
Radiation Shielding, Springer 1968
- (13) Kalos, M. H., Nakache, F. R., Celnik, J.:
Monte-Carlo-Methods in Reactor Computations in
Computing Methods in Reactor Physics edited by Greenspan, H.,
Kelber, C. N., Okrent, D.
- (14) Karcher, R. H., Erdmann, R. C., Boldonado, O. C.:
Nucl. Sci. Eng., 31, 492 (1968)
- (15) Kataoka, J.: Third Geneva Conference on Peaceful Uses
of Atomic Energy, 1964 (A/Conf. 28/P1657)
- (16) Levitt, L. B.: Nucl. Sci. Eng. 31, 500 (1968)
- (17) Levitt, L. B.: Trans. Am. Nucl. Soc., 7, 44 (1964)
- (18) Morgenan, H., Murphy, G. M.: The Mathematics of
Physics and Chemistry
- (19) Nelms, A. T.: NBS Circular 542, Graphics of the
Compton Energy-Angle Relationship and the Klein-
Nishina - Formula from 10 keV to 500 MeV.

- (20) Pfeiffer, W., Shapiro, J. L.: "Reflection and Transmission Functions in Reactor Physics"
Nucl. Sci. Eng. 38, 253 (1969)

- (21) Peebles, G. H., Plesset, M. S.: "Transmission of Gamma-Rays through Large Thickness of Heavy Materials"
Physical Review, Vol. 81, No. 3, p. 430 (1951)

- (22) Rockwell, Th.: Reactor Shielding Design Manual

- (23) Schmidt, A., "Energieverteilung und Dosisleistung der Gamma-Strahlung radioaktiver Wolken über der Erdoberfläche", JKF 21, Doktorarbeit

- (24) Schmidt, A.: 1965, "Bestimmung der Energieverteilung vielfachgestreuter Gamma-Strahlung in Wasser"
JKF - D - 54 (Diplomarbeit)

- (25) Scofield, N. E.: USNRDL - TR - 447

- (26) Spanier, J., Gelbard, E. M.: "Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems" Addison-Wesley Publishing Company (1969)

- (27) Shreider, Yu. A.: The Monte Carlo-Method Pergamon Press (1966)

- (28) Stehfest, H.: Eine neue Monte-Carlo-Technik für Strahlentransportprobleme: "Berechnung der kombinierten Orts-,

Energie- und Winkelverteilung vielfachgestreuter
Gamma-Strahlung", Dissertation

- (29) Winkler, B.: "Die Energieverteilung rückgestreuter
Gamma-Strahlung, Diplomarbeit (1968)

Herrn Professor Dr. E. Schopper, Direktor des Instituts für Kernphysik, Frankfurt am Main, danke ich für die Arbeitsmöglichkeit am Institut und für die Förderung dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. A. Wensel für viele nützliche Hinweise und anregende Diskussionen.

Herrn Dr. S. Wittig und Herrn Dipl.-Phys. H. Kreyling danke ich für viele gute Ratschläge.

Mein Dank gilt auch den Angestellten der Strahlenschutzabteilung, der Schlosserei des Instituts für Kernphysik und dem Betriebsleiter des Reaktors, Herrn Ing. (grad.) J. Möschter für die Hilfe beim Aufbau der Abschirmung.

LEBENS LAUF

13. 12. 1940 geboren in Görlitz, Schlesien
- Eltern: Helmut Winkler, Diplomingenieur
und Ehefrau Brigitte, geb. Keller
- 1947 - 1955 Besuch der Grundschule in Görlitz .
- 1955 - 1956 Besuch der Oberschule in Görlitz
- 1956 Übersiedlung in die Bundesrepublik
- 1957 - 1959 Besuch der Knabenmittelschule Heilbronn
- 1959 - 1962 Besuch des Justinus-Kerner-Gymnasiums Heilbronn;
- 1962 Abitur
- 1962 Beginn des Physikstudiums an der Technischen
Universität Berlin
- 1963 Fortsetzung des Physikstudiums an der Christian-
Albrecht-Universität Kiel
- 1965 Diplomvorprüfung
- 1965 Fortsetzung des Physikstudiums an der Johann
Wolfgang Goethe - Universität in Frankfurt
- 1967 Beginn der Diplomarbeit am Institut für Kernphysik
- 1968 Diplomprüfung
- 1969 Beginn der Arbeiten für die Dissertation

Akademische Lehrer waren die Professoren:

Bagge, Boersch, Biebig, Greiner, Hartmann, Juza, Lichte-
Holtgreven, Martienssen, Mohr, Mrowka, Schopper, Schubert,
Stelzer, Unsöld, Weise.

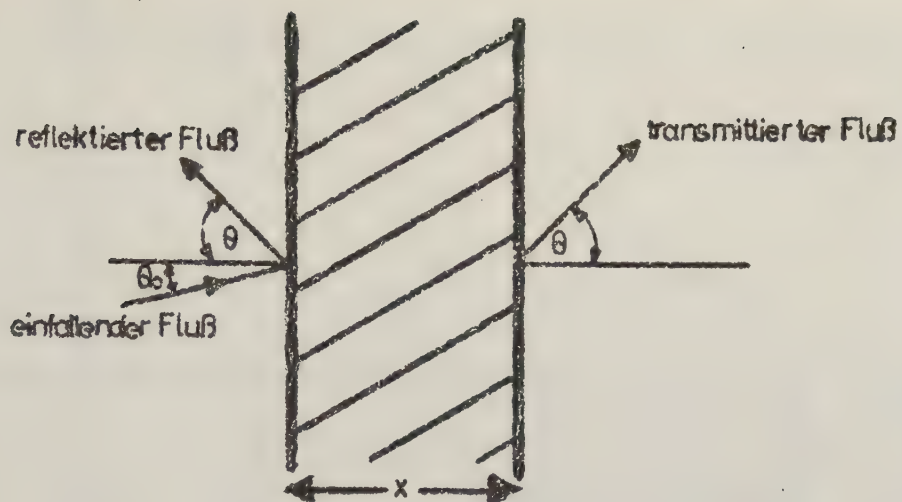
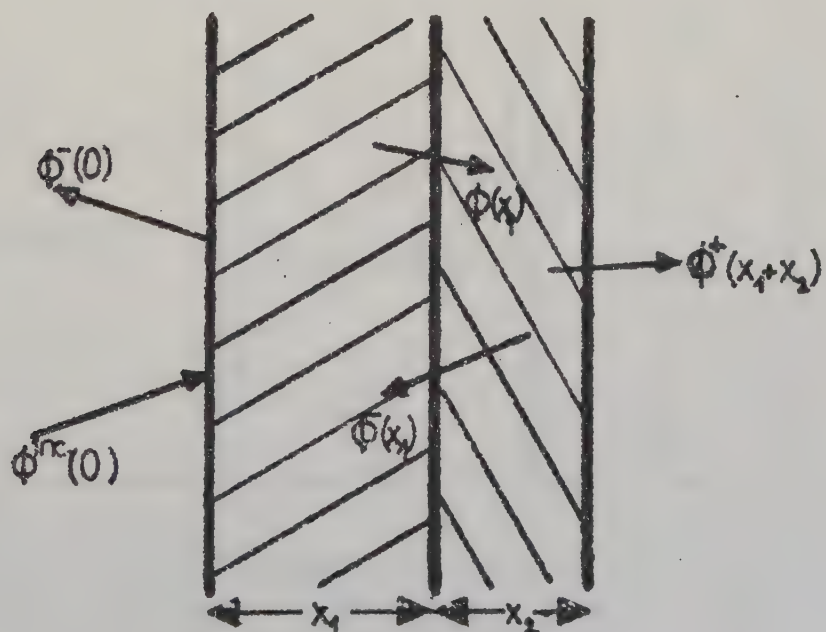


Abbildung 1: Winkelflüsse bei einer Schicht

Abbildung 2: Winkelflüsse bei zwei Schichten



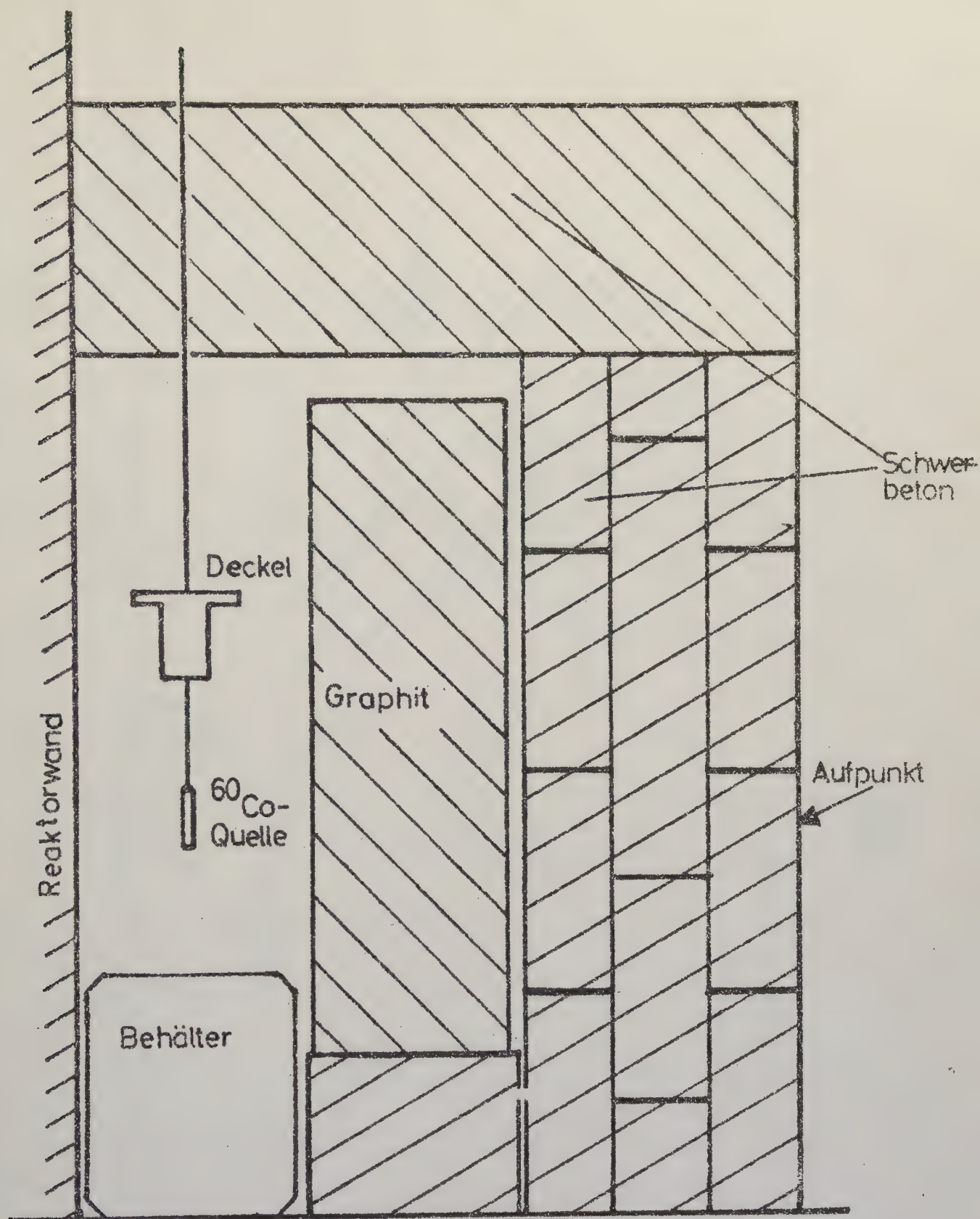


Abbildung 3: Schematischer Aufbau der Abschirmung
Graphit - Beton

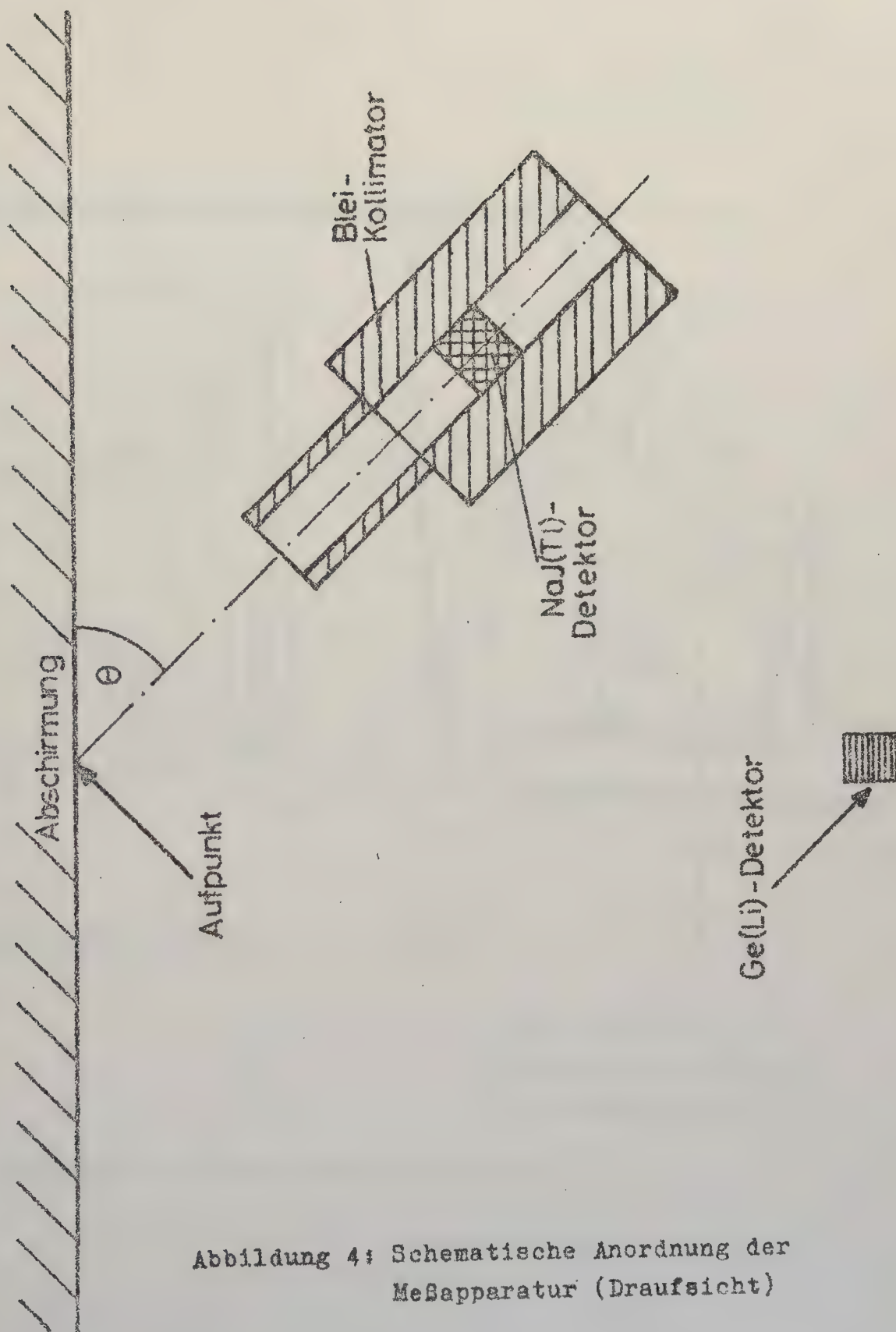
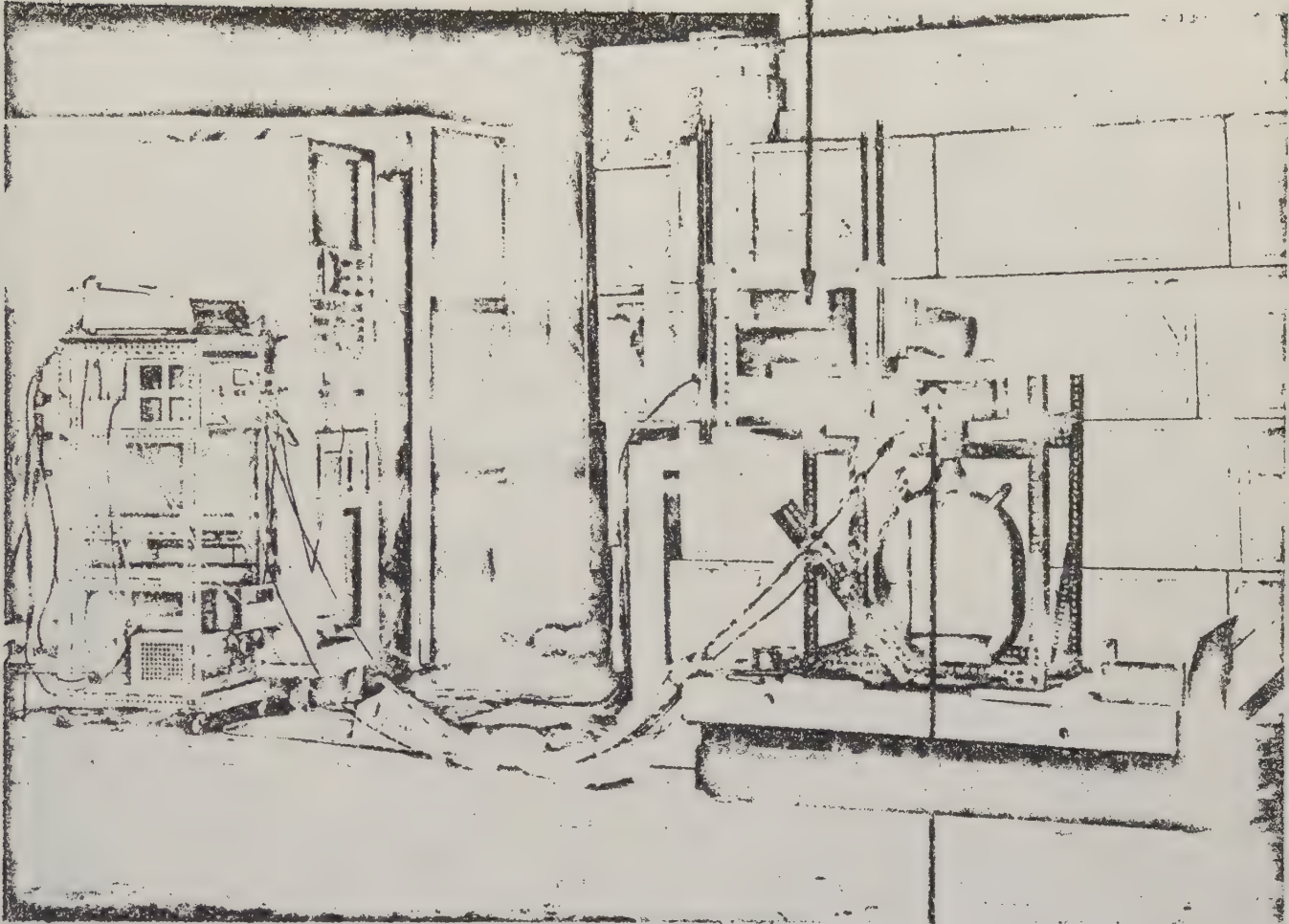


Abbildung 4: Schematische Anordnung der Meßapparatur (Draufsicht)

Blei - Kollimator mit
NaJ(Tl)-Detektor



Ge(Li)-Detektor zur
Messung des absoluten
Wirkungsquerschnittes

Abbildung 5: Experimenteller Aufbau

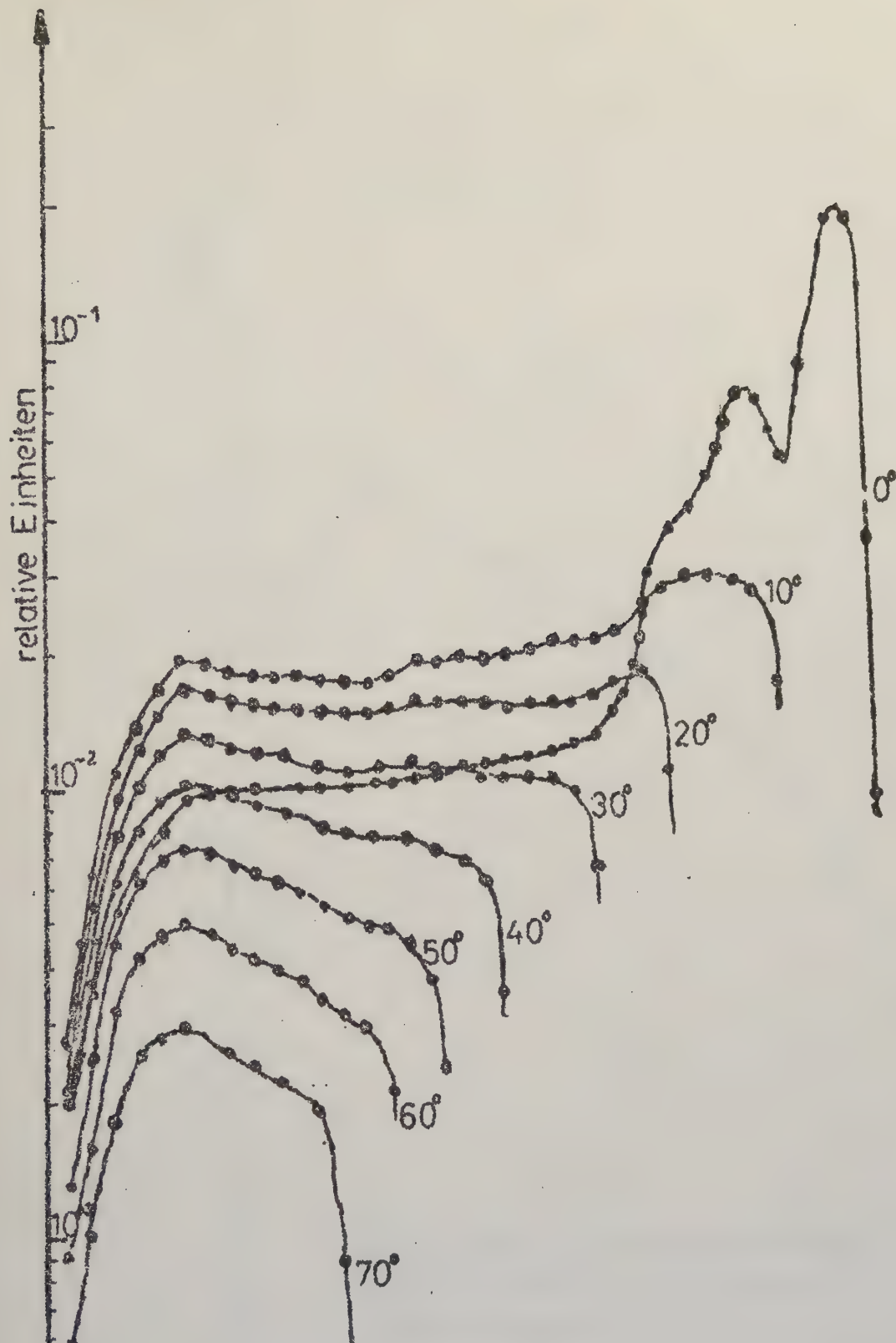


Abbildung 6: Differentielle Winkelflüsse
experimentell, Abschirmung 41 cm Graphit
69 cm Beton, 1,25 MeV

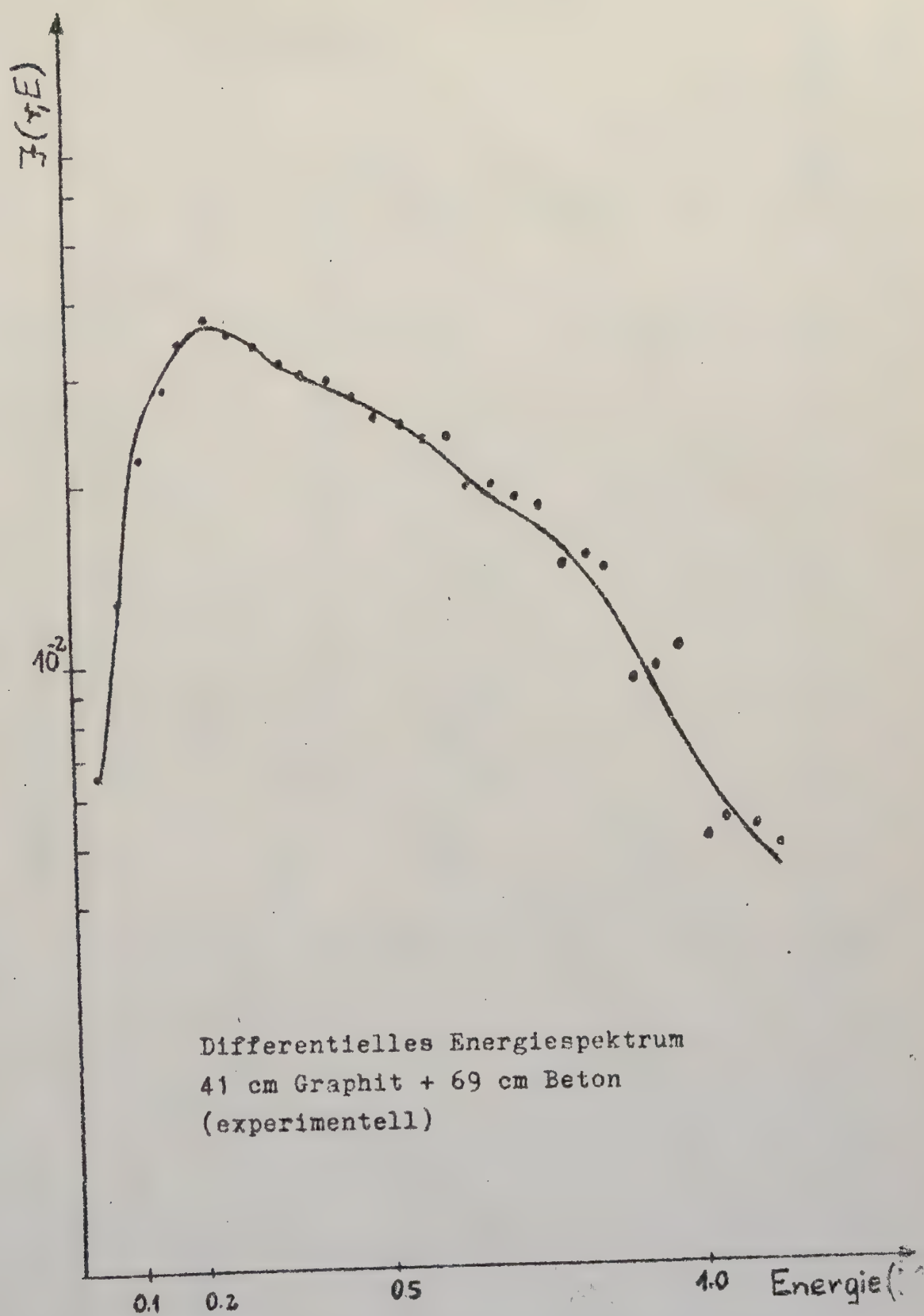


Abbildung 7

Q_0 Impulse/Kanal

10^2

10^3

Abb. 8: Ausschnitt eines ^{60}Co -Spektrums
mit Abschirmung
gemessen mit Ge (Li)-Detektor

Abb. 9: Ausschnitt eines ^{60}Co -Spektrums
ohne Abschirmung
mit Ge (Li)-Detektor gemessen

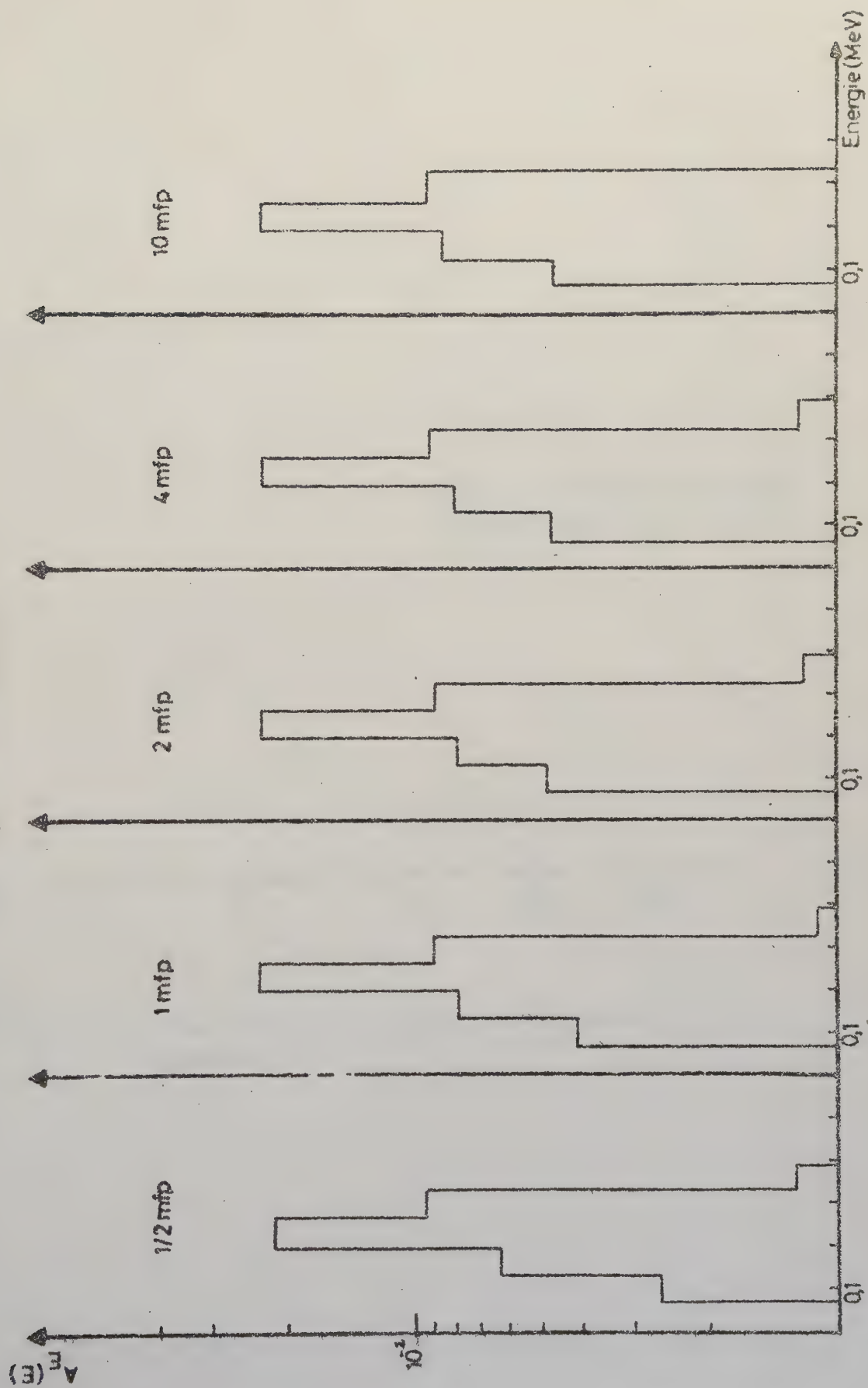
1173

1332

E (MeV)

Abb.10 : Differentielle Energiealbedo an Wasserschichten 1,25 MeV,

pointisotropic source



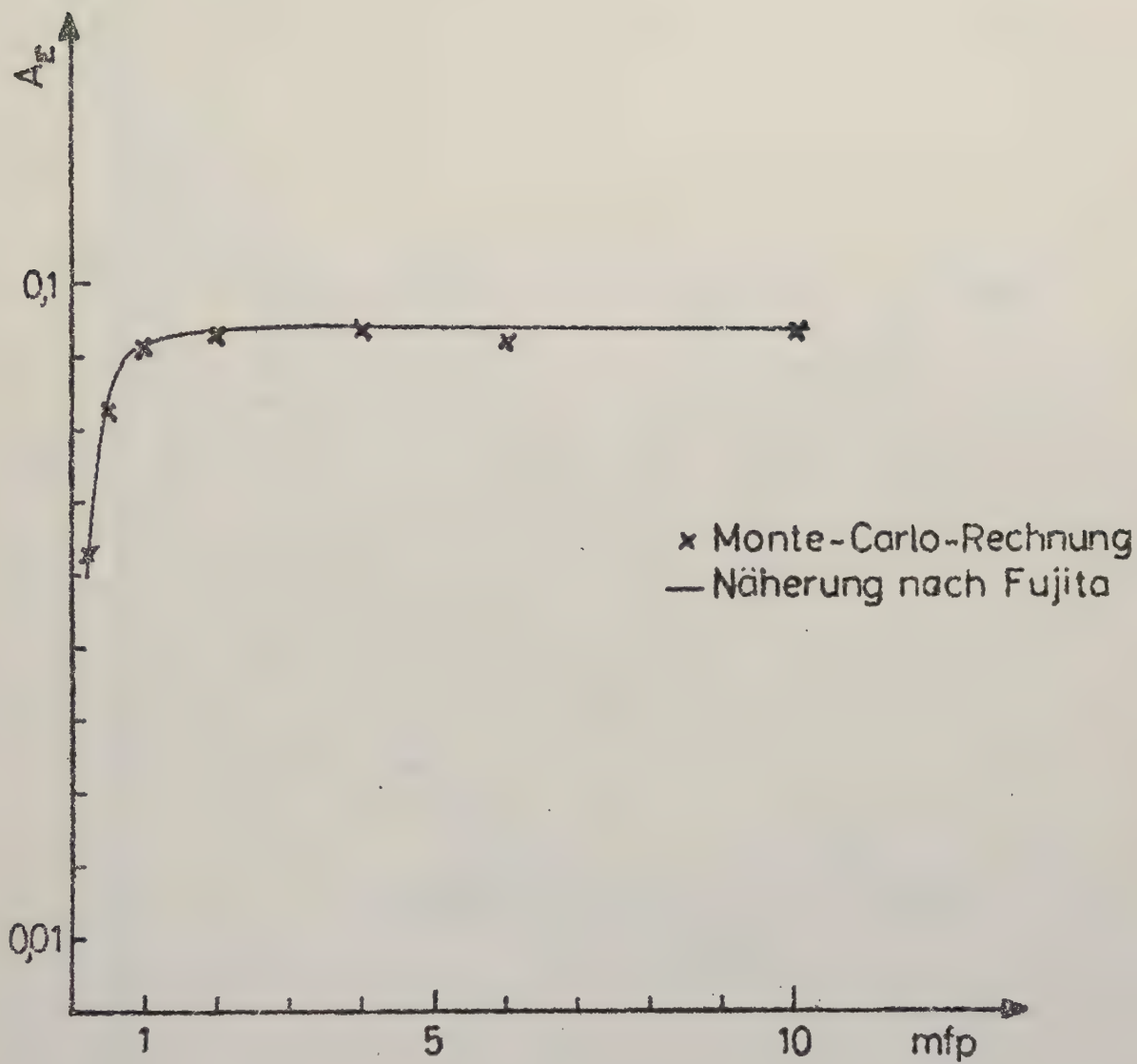


Abbildung 11: Totale Energie-Albedo von Wasserschichten

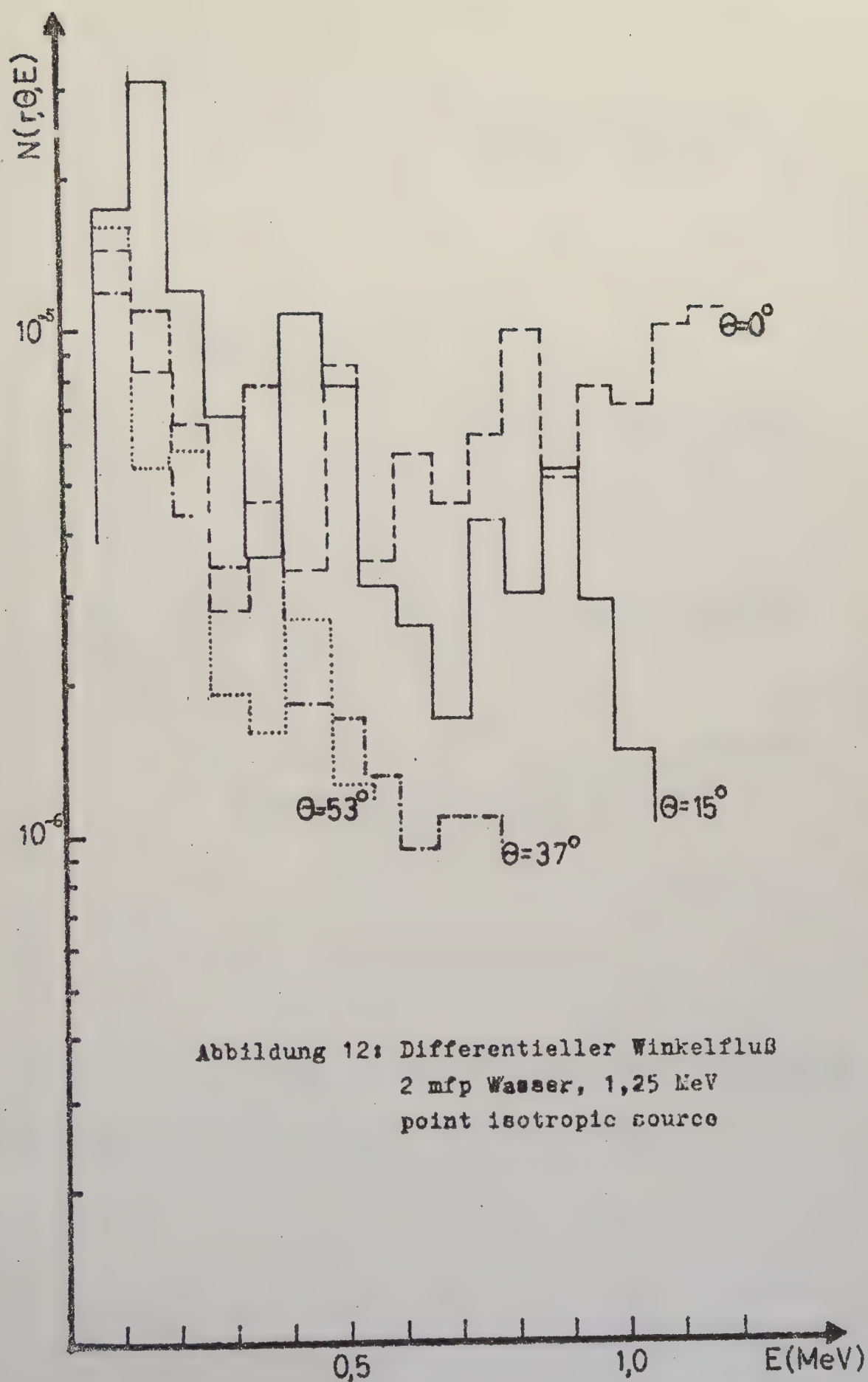


Abbildung 12: Differentieller Winkelfluß
 2 mfp Wasser, 1,25 MeV
 point isotropic source

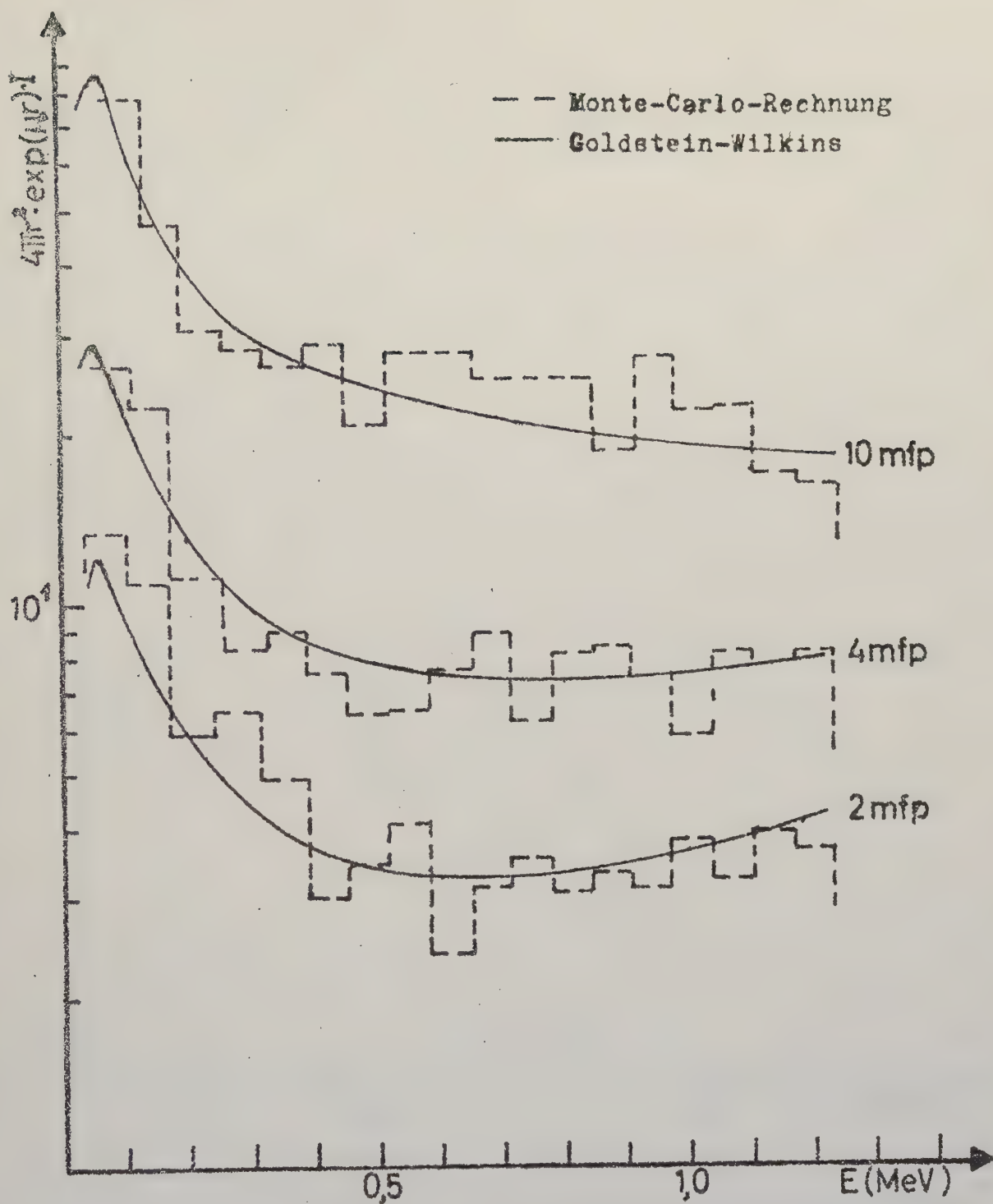


Abbildung 13: Energiespektren Wasser, 1,25 MeV
point isotropic source

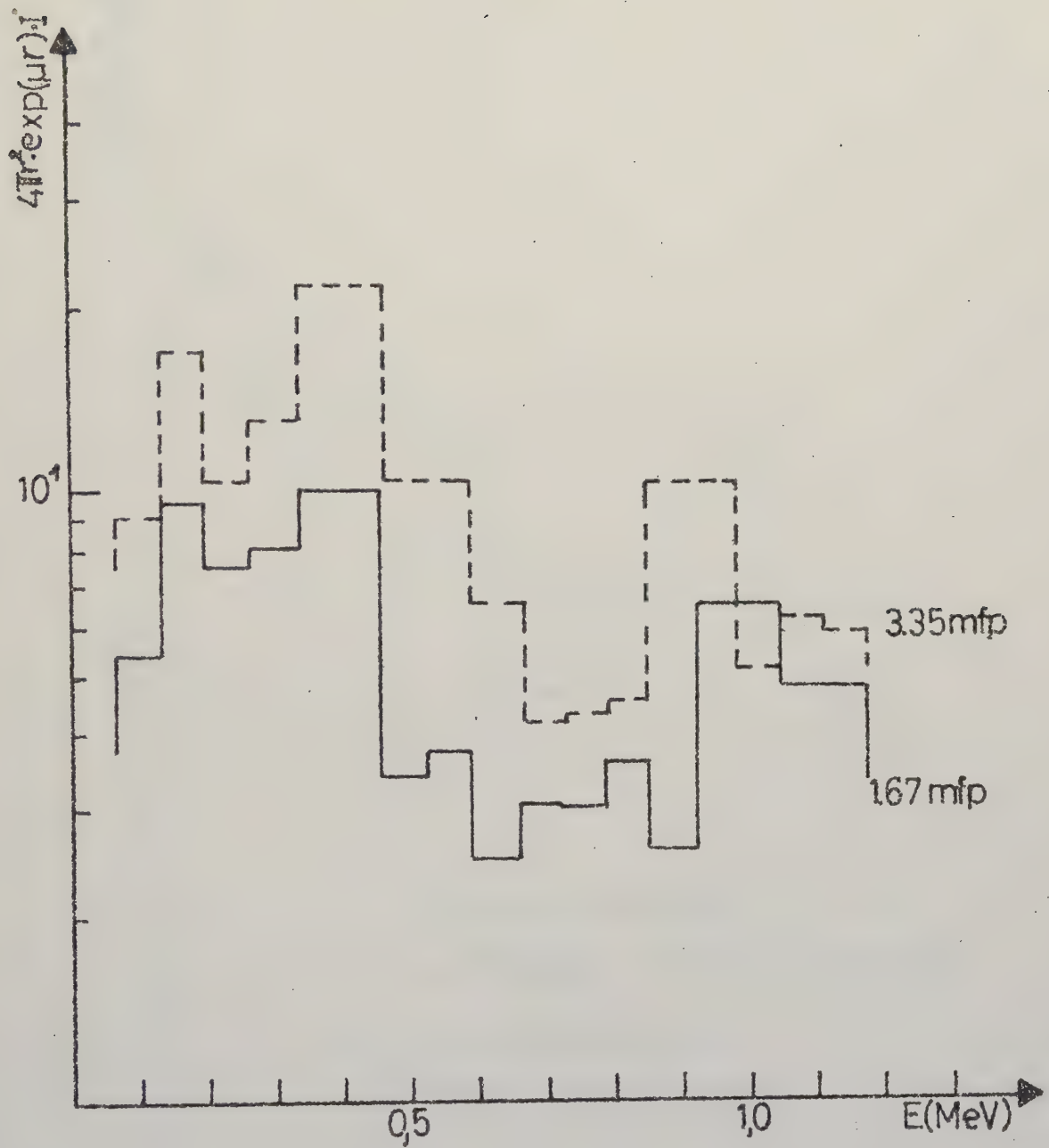


Abbildung 14: Energiespektrum für Beton ($\rho = 3,45 \text{ g/cm}^3$)
1,25 MeV, point isotropic source

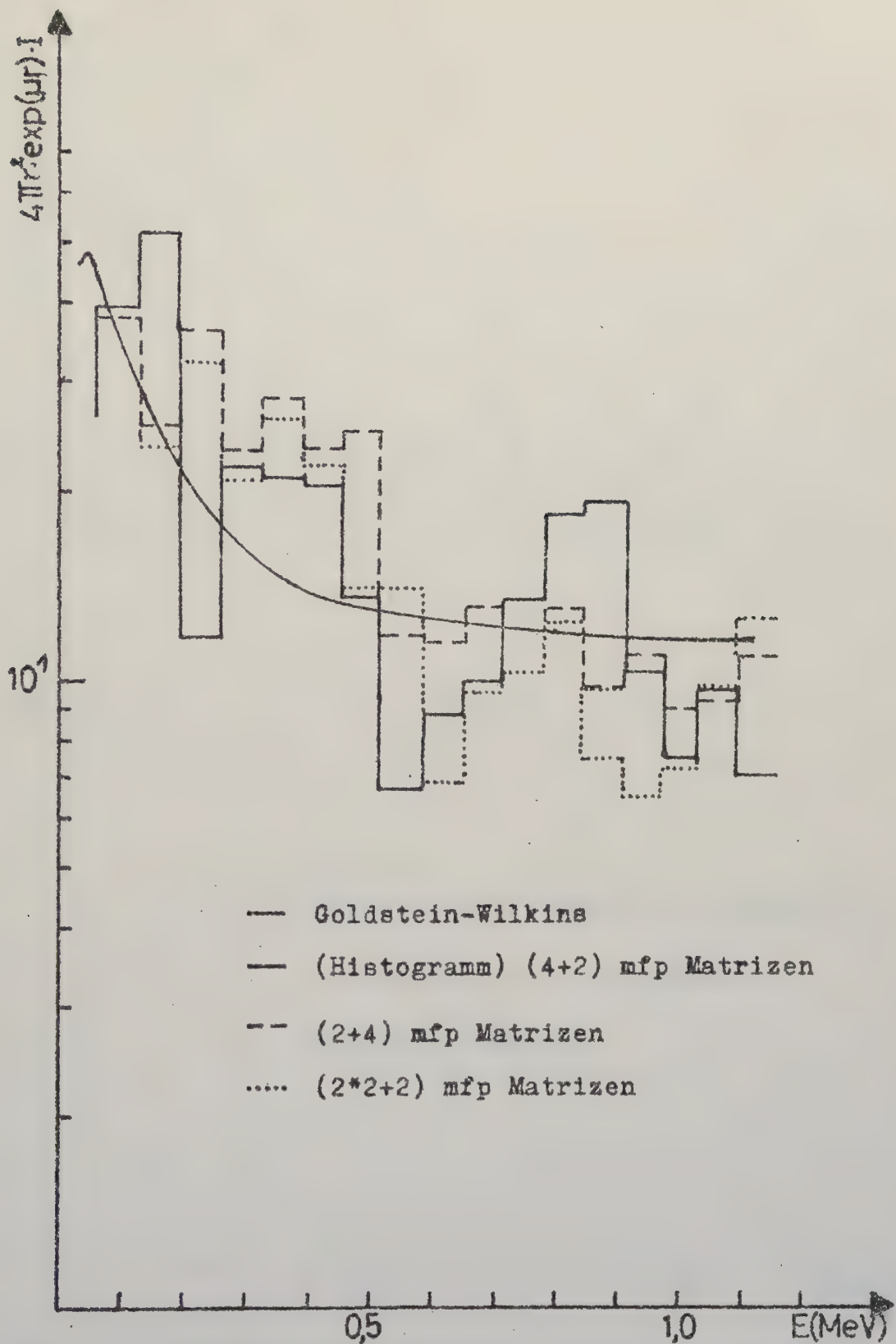


Abbildung 15: Energiespektren 6 mfp Wasser, 1.25 MeV
point isotropic source

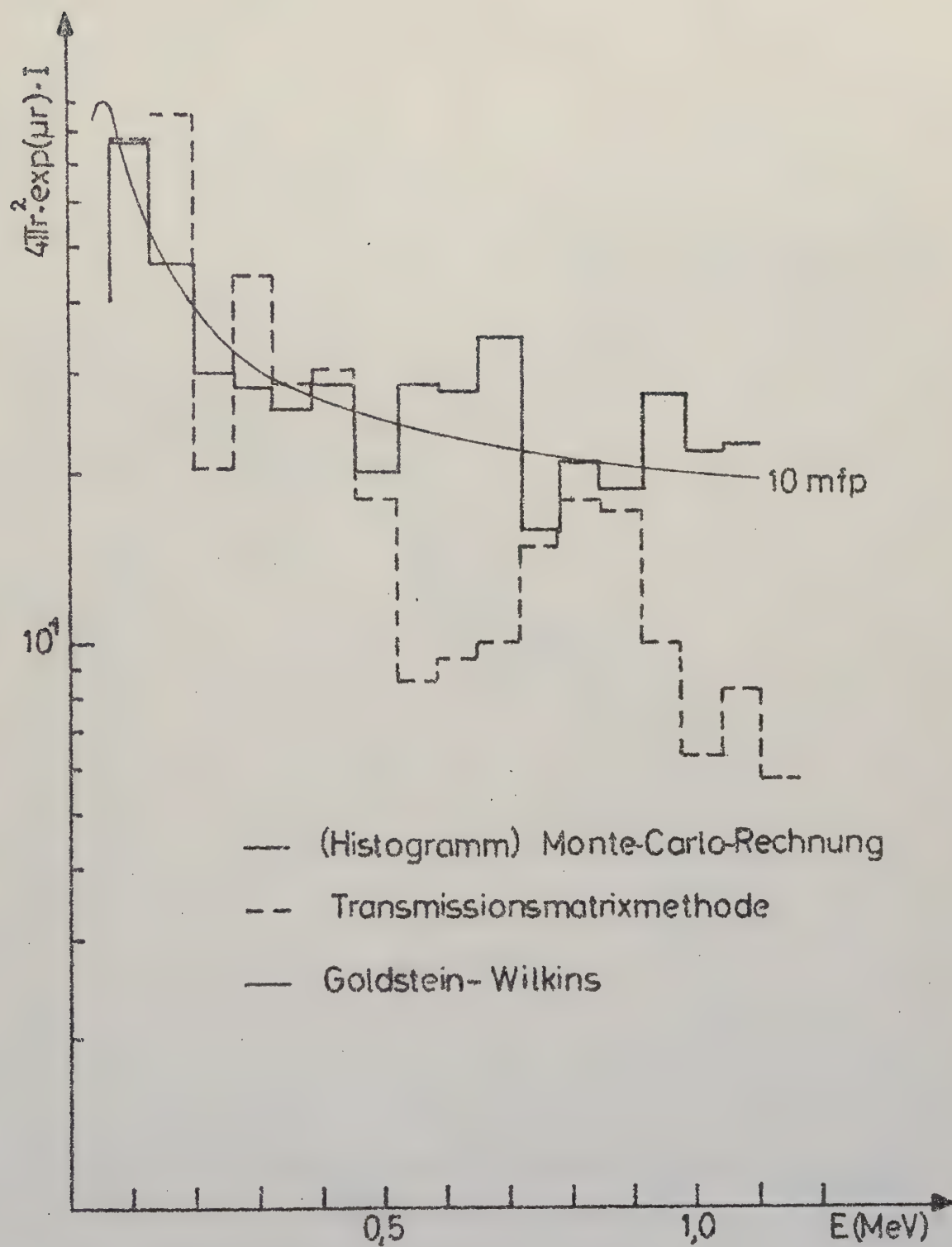


Abbildung 16: Energiespektrum Wasser 1,25 MeV
point isotropic source

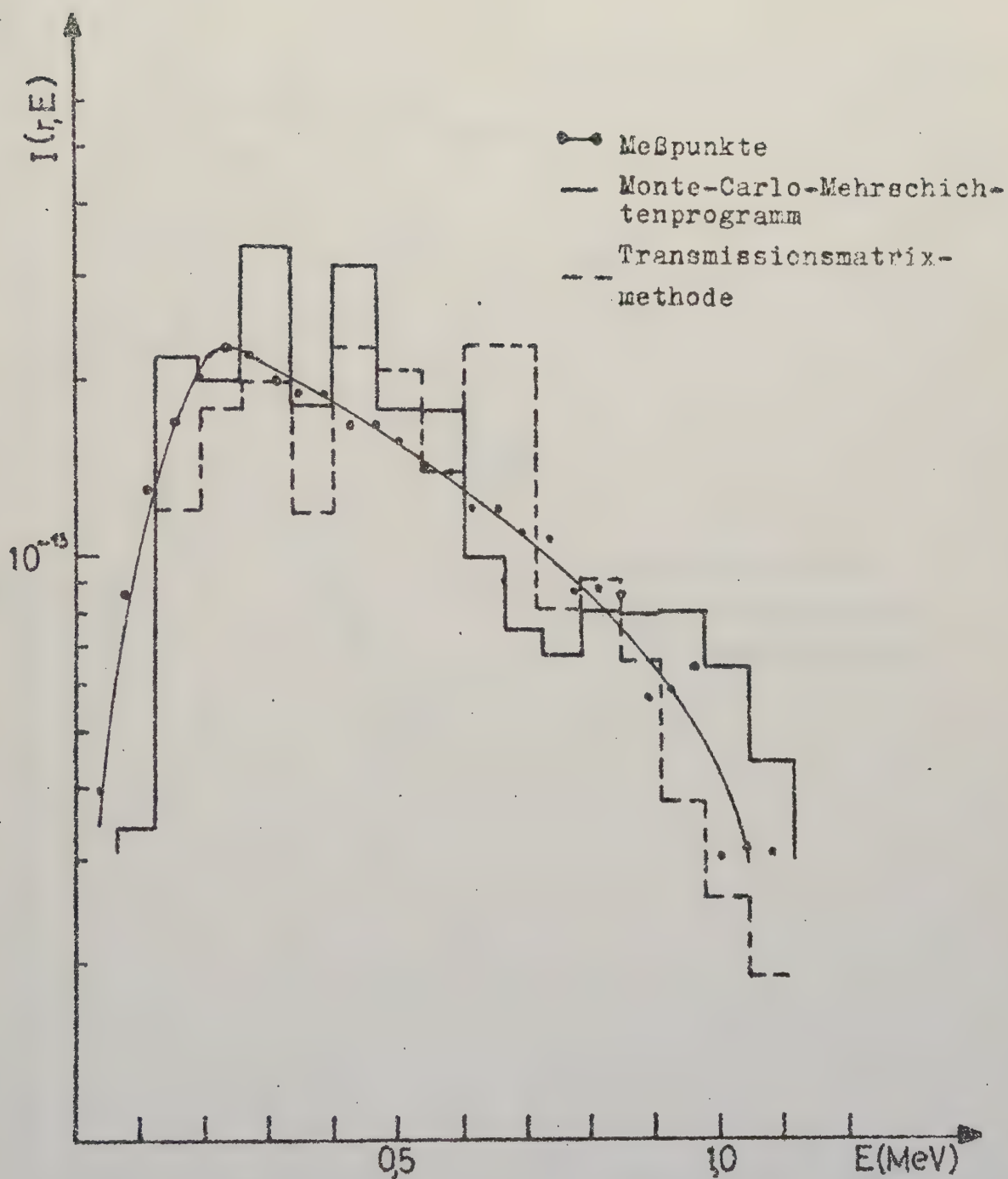


Abbildung 17: Energiespektrum der Abschirmung.
41 cm Graphit und 69 cm Beton

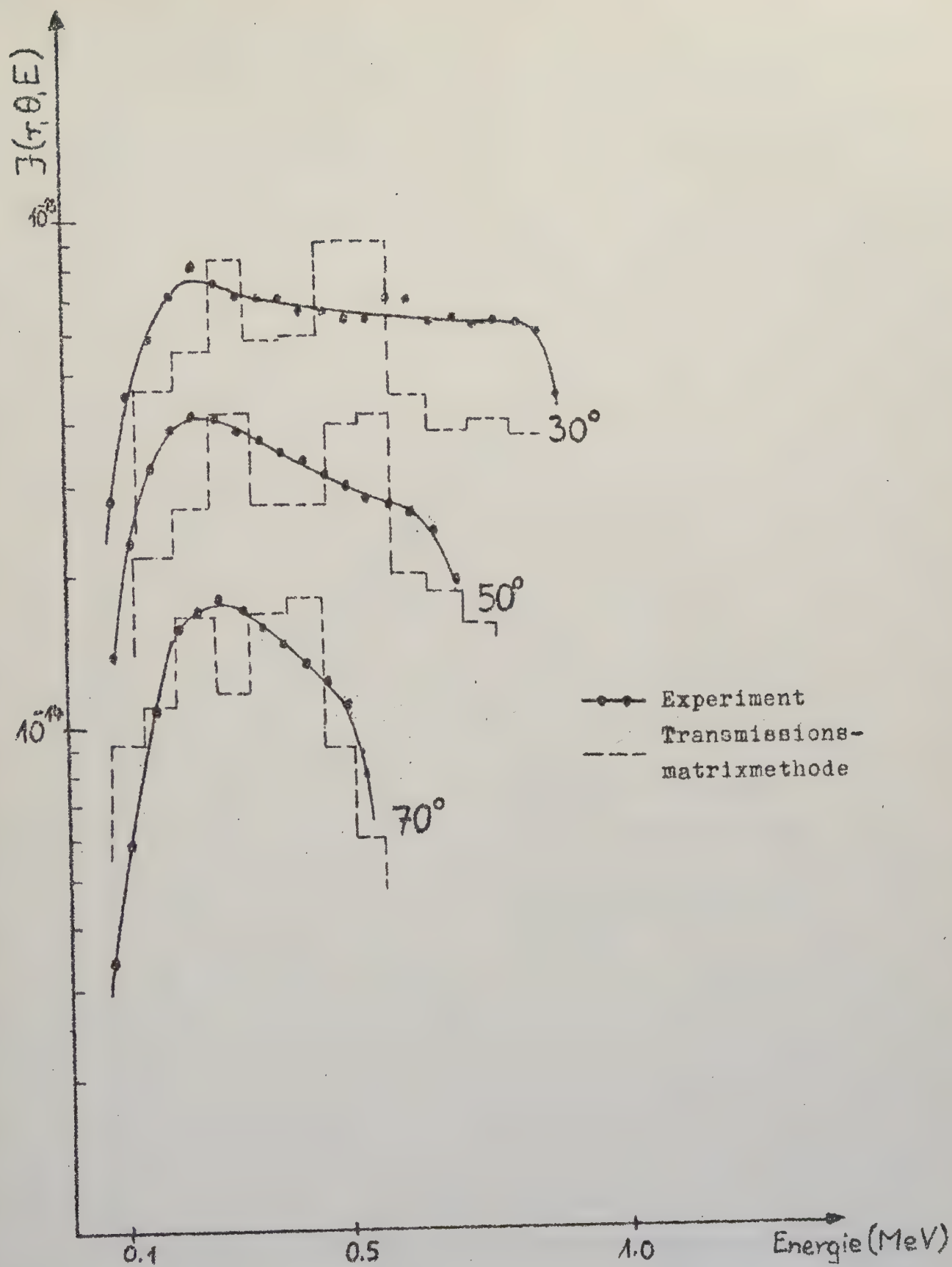


Abbildung 18 : Energie - Winkel -Spektren der transmittierten Gamma-Strahlung

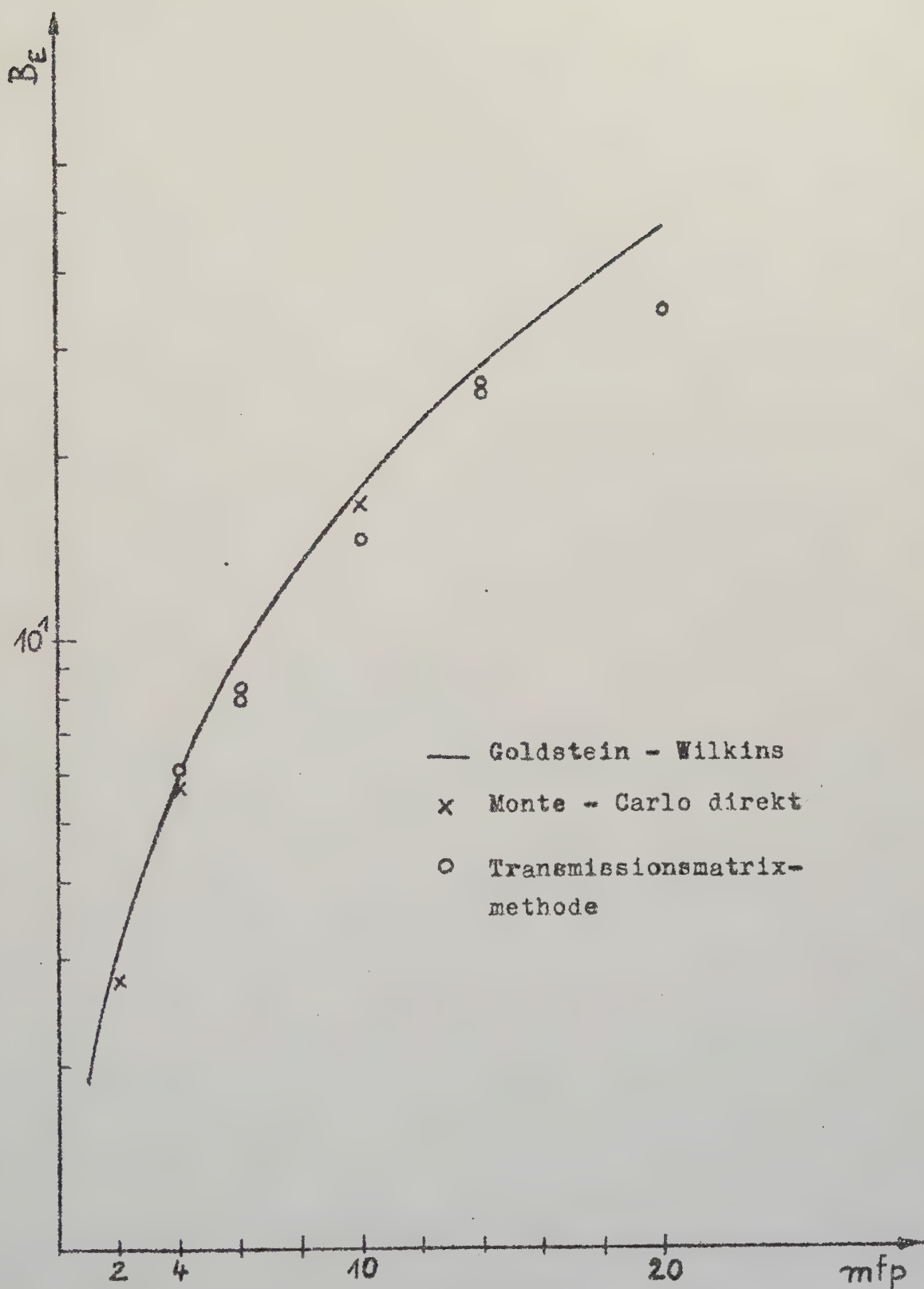


Abbildung 19: Energy-Aufbau-Faktor Wasser 1.25 MeV
point isotropic source

